

**Experimentelle Untersuchungen an einer  
Radialverdichterstufe mit verschiedenen Vorleitgittern  
variabler Geometrie**

Vom Fachbereich Maschinenbau  
der Universität Hannover  
zur Erlangung des akademischen Grades  
Doktor-Ingenieur  
genehmigte Dissertation

von

Dipl.-Ing. Dirk Hagelstein  
geb. am 29.7.1967 in Brückenau

2001

---

Stichworte für die Dokumentation:

Radialverdichter - Vorleitgitter - Regelung

centrifugal compressor - inlet guide vane - control

1. Referent: Prof. Dr.-Ing. Dr. tech. h.c. Manfred Rautenberg

2. Referent: Prof. Dr.-Ing. Ingolf Teipel

Tag der Promotion: 2. November 2001

---

## Kurzfassung

### **Experimentelle Untersuchungen an einer Radialverdichterstufe mit verschiedenen Vorleitgittern variabler Geometrie**

Mit Hilfe eines verstellbaren Vorleitrades kann das Kennfeld eines Radialverdichters auch bei konstanter Drehzahl geregelt werden. Ist die Drehzahl ebenfalls variabel, so ist es möglich, den Arbeitsbereich im Vergleich zu Verdichtern mit fixer Geometrie, erheblich zu erweitern. In der Literatur gibt es nur wenige Hinweise auf die Entwicklung der Strömung hinter einem angestellten Vorleitrad und damit über die Auswirkungen auf die Energieübertragung im Laufrad. Die Einflüsse der Vorleitgitterverstellung auf die Zustandsänderungen im nachfolgenden Stator sind ebenfalls nur unzureichend bekannt. In dieser Arbeit werden daher die Auswirkungen unterschiedlicher Vorleitgittergeometrien auf die Laufradzuströmung sowie das Verhalten der Radialverdichterstufe analysiert.

Die experimentell untersuchte Stufe besteht aus einem Einlauf mit Vorleiteinrichtung, einem halboffenen Laufrad mit rückwärts gekrümmten Schaufeln, einem schaufello- sen konvergenten Diffusor sowie einer Sammelspirale mit rechteckigem Querschnitt und anschließendem Austrittsdiffusor. Es wurden drei verschiedene Vorleitgittergeometrien mit unterschiedlichem Außendurchmesser mit und ohne Nabenkörper untersucht. Neben der Messung der Drallkennfelder der Stufe wurden mit Hilfe von Fünflochsonden detaillierte Strömungsmessungen im Bereich des Vorleitgitters durchgeführt. Messungen der peripheren statischen Druckverteilungen im Diffusor dienten der Bestimmung der mittleren thermodynamischen Zustände an Laufradaustritt und Spiraleintritt.

Die Drallströmung hinter dem Vorleitgitter kann danach in guter Näherung als Rankine-Wirbel beschrieben werden. Es wird ein Zusammenhang zwischen dem Radius des Knickpunktes in der  $c_u$ -Verteilung am Laufradeintritt und den im Vorleitgitter entstehenden Druckverlusten hergestellt. Die Abhängigkeit des mittleren Strömungswinkels am Laufradeintritt von den gewählten Abmessungen des Verdichtereinlaufes wird aufgezeigt. Zur Bestimmung der Auswirkungen einer Vorleitgitterverstellung auf die Zustandsänderungen in den nachfolgenden Stufenelementen Laufrad, Diffusor und Sammelspirale einschließlich Austrittsdiffusor wurde ein eindimensionales Strömungsmodell erarbeitet, das sich auf experimentell ermittelte Beiwerte stützt. Die Nachrechenmethode ermöglicht es, die anteiligen Verluste der einzelnen Stufenelemente bei Vorleitgitterverstellung zu analysieren und zu beurteilen.

---

## Abstract

### **Experimental Investigation of a Centrifugal Compressor Stage with Different Inlet Guide Vanes of Variable Geometry**

The map of a centrifugal compressor can be controlled at constant rotational speed by means of variable inlet guide vanes (VIGV). If the speed is also variable, it is possible to enhance the operating range compared to a compressor with fixed geometry, considerably. In the literature only limited information is available about the development of the flow field behind a set VIGV and thus about its effect on the energy transfer inside the impeller. The knowledge of the influence of the inlet guide vane on the changes of state in the following stator is also insufficient. Therefore, in this study the effect of different kinds of VIGV-geometry on the flow at impeller inlet and the behaviour of the centrifugal compressor stage are analysed.

The experimentally investigated stage consists of an inlet guide vane arrangement, a semi-open impeller with backward swept blades, a vaneless, convergent diffuser and a collecting volute with rectangular cross section followed by an exit pipe diffuser. Measurements at three different VIGV-geometries with different outer diameter with and without center body have been carried out. Apart from measurements of the characteristic curves of the stage at different IGV-setting angles, detailed flow measurements have been conducted behind the inlet guide vanes. Measurements of the circumferential static pressure distribution in the diffuser were used to determine the thermodynamic state at impeller outlet and volute inlet.

The swirling flow behind the inlet guide vane can approximately be interpreted as a Rankine-vortex. A correlation is given between the radius of the peak point in the distribution of the circumferential velocity component and the losses generated by the inlet guide vane. The dependence of the average flow angle at the impeller inlet from the dimensions of the compressor inlet geometry is shown. A one-dimensional flow model based on experimentally determined coefficients was derived to calculate the effect of a set inlet guide vane on the changes of state in the stage elements: impeller, diffuser and collecting volute with exit pipe diffuser. The calculation method makes it possible to analyse and evaluate the losses of each stage element for various setting angles of the inlet guide vane.



---

## **Vorwort**

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Zeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Strömungsmaschinen der Universität Hannover. Die Arbeit wurde angeregt und betreut von Herrn Prof. Dr.-Ing. Dr. tech. h.c. M. Rautenberg. Für die wertvolle Unterstützung, die zahlreichen Gespräche und Diskussionen möchte ich Herrn Prof. Rautenberg meinen herzlichsten Dank aussprechen. Herrn Prof. Dr.-Ing. I. Teipel danke ich für die Übernahme des Korreferates und die kritische Durchsicht der Arbeit. Mein Dank gilt außerdem dem Vorsitzenden der Prüfungskommission, Herrn Prof. Dr.-Ing. F.-W. Bach.

Die finanzielle Unterstützung der Arbeit erfolgte durch die Forschungsvereinigung Verbrennungskraftmaschinen (FVV) und die Arbeitsgemeinschaft industrieller Forschungsvereinigungen (AiF). Mein Dank gilt den genannten Institutionen und darüber hinaus auch den Arbeitskreismitgliedern aus der Industrie, mit denen ich die Ergebnisse regelmäßig diskutieren konnte.

Dank schulde ich auch den Angehörigen des Institutes, sowohl den technischen Mitarbeitern für die Durchführung der notwendigen Arbeiten am Prüfstand, als auch allen anderen Kolleginnen und Kollegen sowie den studentischen Hilfskräften für die zahlreichen Diskussionen und die tatkräftige Unterstützung bei der Abwicklung des Forschungsvorhabens.

Den Herren Dr.-Ing. Bernd Beyer und Dr.-Ing. Adrian Cyllik danke ich für die kritische Durchsicht des Manuskriptes.

Besonders bedanken möchte ich mich bei meiner Frau Svenja, die mich während der Entstehung der Arbeit stets verständnisvoll unterstützt hat.

Hannover, November 2001

Dirk Hagelstein

---

## Inhaltsverzeichnis

<b>1. Einleitung .....</b>	<b>13</b>
<b>2. Stand der Forschung .....</b>	<b>17</b>
2.1 Prinzip der Vorleitregelung.....	17
2.2 Bisherige Arbeiten.....	19
<b>3. Zielsetzung der Arbeit.....</b>	<b>27</b>
<b>4. Versuchseinrichtung.....</b>	<b>29</b>
4.1 Prüfstand.....	29
4.2 Versuchsverdichter .....	30
4.2.1 Vorleitgitter V1 mit zylindrischer Strömungsführung.....	33
4.2.2 Vorleitgitter V2 mit starker Beschleunigung der Meridianströmung bis Laufradeintritt .....	34
4.2.3 Vorleitgitter V3 mit Nabenkörper.....	35
4.3 Meßtechnik .....	37
4.3.1 Meßtechnik zur Bestimmung der Stufenkennfelder.....	37
4.3.2 Periphere Druckverteilung im schaufellosten Diffusor .....	38
4.3.3 Strömungsabastung mit Fünfloch-Sonden .....	38
4.3.4 Statische Druckanbohrungen auf zwei Vorleitschaufeln der Variante V1 .....	41
4.3.5 Meßdatenerfassung.....	43
<b>5. Experimentelle Ergebnisse.....</b>	<b>45</b>
5.1 Kennfelder.....	45
5.2 Strömungsmessungen hinter dem Vorleitgitter .....	49
5.2.1 Mittelungsverfahren .....	50
5.2.2 Repräsentative Mittelwerte des Strömungswinkels und der Totaldruckverluste.....	51
5.2.3 Überschlägige Bestimmung des Umlenkverhaltens der Gitter V1 bis V3 .....	52
5.2.4 Rankine-Wirbel .....	56
5.2.5 Radiale Strömungsverteilungen .....	59
5.2.5.1 Verteilungen in der Meßebe nach Leitrad (NLe) .....	59
5.2.5.2 Verteilungen in der Meßebe vor Laufrad (VLa) .....	61
5.2.6 3D-Strömungsfeld zwischen Vorleitgitter und Laufrad.....	62
5.3 Statische Druckverteilung auf den Vorleitschaufeln (Gittervariante V1) .....	64
5.4 Inzidenzverteilung am Laufradeintritt .....	65
5.5 Messungen im Diffusor .....	66
5.5.1 Periphere statische Druckverteilung.....	66
5.5.2 Verlustaufteilung in der Stufe.....	68
5.6 h,s-Diagramme .....	71
<b>6. Nachrechenmodell für die Radialverdichterstufe.....</b>	<b>75</b>
6.1 h,s-Diagramm für die Zustandsänderung im Verdichter .....	76

---

6.2	Grundgedanke der Modellierung.....	78
6.3	Einlauf .....	79
6.3.1	Verlustmodell für die Einlaufströmung nach KASSENS.....	79
6.3.2	Bestimmung der Meridiangeschwindigkeit am Laufradeintritt.....	81
6.3.3	Umwandlung der drallfreien Zuströmung vor Leitrad in eine drallbehaftete Strömung nach Leitrad .....	82
6.3.4	Mittlere Geschwindigkeit am Laufradeintritt .....	89
6.3.5	Laufradanströmung.....	90
6.3.6	Bestimmung verbesserter Werte für die Dichte .....	91
6.3.7	Weitere thermodynamische Betrachtungen .....	92
6.3.8	Statische Druckverteilung am Laufradeintritt .....	93
6.3.9	Drall am Laufradeintritt.....	94
6.4	Laufrad .....	95
6.4.1	Stoßverluste am Laufradeintritt.....	95
6.4.2	Zustand nach Stoß am Eintritt .....	98
6.4.3	Zustand kurz vor Laufradaustritt .....	100
6.4.4	Zustand nach Laufrad .....	107
6.5	Schaufelloser Diffusor .....	111
6.6	Beschaufelter Diffusor .....	111
6.7	Sammelspirale.....	112
6.8	Austrittsdiffusor.....	115
<b>7.</b>	<b>Ergebnisse der Nachrechnung.....</b>	<b>117</b>
7.1	Berechnung der Drallströmung vor Laufradeintritt.....	117
7.2	Verringerung des Stufenwirkungsgrades durch Drosselverluste im Vorleitgitter.....	118
7.3	Aufteilung der Verluste auf die Stufenelemente .....	121
<b>8.</b>	<b>Zusammenfassung .....</b>	<b>127</b>
<b>9.</b>	<b>Literaturverzeichnis.....</b>	<b>131</b>
<b>10.</b>	<b>Anhang A: Tabellen .....</b>	<b>137</b>
<b>11.</b>	<b>Anhang B: Bilder .....</b>	<b>139</b>

---

## Nomenklatur

### Formelzeichen und Abkürzungen

Symbol	Einheit	Bedeutung
A	m <sup>2</sup>	Fläche
C <sub>p</sub>	-	Druckkoeffizient
D	m	Durchmesser
H	-	Faktor
K	-	Faktor
M	-	Machzahl
P	W	Leistung
R	J/kg	spezifische Reibungswärme
R	J/(kgK)	spezielle Gaskonstante
T	K	Temperatur
V	-	Relativgeschwindigkeitsverhältnis
b	m	Breite
c	m/s	Geschwindigkeit im Absolutsystem
c <sub>p</sub>	J/(kgK)	spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck
d	m	Dicke
h	J/kg	spezifische Enthalpie
k	-	Anzahl d. Elemente in radialer Richtung
l	m	Länge, Sehnenlänge
l	m	Koordinate entlang der Schaufelkante
$\dot{m}$	kg/s	Massenstrom
n	-	Polytrophenexponent
p	Pa	Druck
q	J/kg	spezifische Wärme
r	m	Radius
s	J/(kgK)	spezifische Entropie
s	m	Spalt
t	m	Teilung
u	m/s	Umfangsgeschwindigkeit
w	m/s	Geschwindigkeit im Relativsystem
z	m	axiale Koordinate
$\alpha$	Grad	Schaukelwinkel /
	Grad	Strömungswinkel im Absolutsystem

---

$\beta$	Grad	Schaufelwinkel /
	Grad	Strömungswinkel im Relativsystem
$\Gamma$	m <sup>2</sup> /s	Zirkulation
$\gamma$	-	Geschwindigkeitsverhältnis
$\Delta$	-	Differenz
$\delta$	Grad	Inzidenzwinkel /
	-	Durchmesser Verhältnis
$\varepsilon$	Grad	Neigungswinkel der Laufradeintrittskante
$\varepsilon$	-	bez. Breite des Wake-Gebietes
$\zeta$	-	Verlustbeiwert
$\eta$	-	Wirkungsgrad
$\theta$	Grad	Umfangswinkel
$\vartheta$	-	Exponent zur Bestimmung des Drallverlustes im Einlauf
$\iota$	-	Exponent der Umlenkung
$\kappa$	-	Isentropenexponent
$\lambda$	-	Verlustkoeffizient
$\mu$	-	Minderleistungsfaktor
$\nu$	-	Nabenverhältnis, Durchmesser Verhältnis
$\xi$	-	Verlustbeiwert
$\pi$	-	Druckverhältnis, Kreiszahl
$\rho$	kg/m <sup>3</sup>	Dichte
$\phi$	-	Geschwindigkeitsverhältnis
$\phi$	-	Breitenverhältnis
$\varphi$	-	Lieferzahl, Drallverlustzahl
$\varphi$	-	Funktion
$\psi$	-	Druckzahl
$\omega$	-	Kreisfrequenz, Winkelgeschwindigkeit

## Indizes

A	Austritt
Bez	Bezug
D	Deckscheibe
E	Eintritt, Einlauf

---

E	energetisch gemittelt
L	Leitgitter, Ebene nach Leitrad
Leit	Vorleitgitter
M	Mittelwert
N	Nabe
R	Reibung
S	Saugmund, Spirale
Sch	Schaufel
Str	Strömung
St	Stoß
VLR	Vorleitrad
a	außen
ax	axial
i	innen, innerer
K	Ansaugkammer, Knickpunkt
m	in Meridianrichtung
max	maximal
red	reduziert
s	isentrop
t	total
t	tangential
u	in Umfangsrichtung
w	Relativströmung
z	axial
0	Stufeneintritt
1	Ebene vor Laufradeintritt
1*	Ebene nach Laufradeintritt
2*	Ebene vor Laufradaustritt
2	Ebene nach Laufradaustritt
3	Ebene am Austritt des schaufellosten Diffusors / Ebene vor Eintritt in den beschaufelten Diffusor
4*	Ebene vor Austritt aus dem beschaufelten Diffusor
4	Ebene nach Austritt aus dem beschaufelten Diffusor
5	Austritt aus dem Radialdiffusor / Eintritt in die Sammelspirale

---

6	Engster Querschnitt der Sammelspirale
7	Austritt Kegeldiffusor
8	Stufenaustritt
$\infty$	unendlich, schaufelparallele Strömung

### Hochgestellt

*	im Laufrad, im Nachleitrad
0	total
—	gemittelt

### Konstanten

$p_{\text{Bez}}$	Pa	101325	Bezugsdruck
$T_{\text{Bez}}$	K	288.15	Bezugstemperatur
R	J/(kg K)	287.1	spezielle Gaskonstante für Luft
$c_p$	J/(kg K)	1004.5	spez. Wärmekapazität bei konstantem Druck für Luft
$\kappa$	-	1.4	Isentropenexponent für Luft

---



## 1. Einleitung

Die Einsatzgebiete von Verdichtungssystemen erstrecken sich von Anwendungen in der verfahrenstechnischen und petrochemischen Industrie, in Hochofenanlagen, Kläranlagen, Wärmepumpen, in Kälteanlagen, Turboladern, Triebwerken, in der Fördertechnik, in Vakuum-, Medizin- und Lebensmitteltechnik bis hin zu vielen anderen Spezialeinsätzen. Die Vielfältigkeit der technischen Anwendungen von Verdichtern – namentlich auch radialer Bauart – veranschaulicht deren große Verbreitung und auch ihre wirtschaftliche Bedeutung.

In den seltensten Fällen wird ein Verdichter stets im gleichen Arbeitspunkt betrieben. Vielmehr muß er meist in einem sehr breiten Betriebsbereich arbeiten, so daß häufig eine Regelung des Verdichters erforderlich ist. Dabei hat das verstellbare Vorleitgitter weite Verbreitung erlangt, da es im Vergleich zu anderen Regelungsarten vor allem Kostenvorteile bietet. Mit Hilfe eines verstellbaren Vorleitrades gelingt es auf relativ einfache Weise, eine Kennfeldregelung auch bei konstanter Drehzahl durchzuführen. Ist die Drehzahl ebenfalls variabel, so ist es möglich, den Arbeitsbereich im Vergleich zu Verdichtern mit fixer Geometrie erheblich zu erweitern. Obwohl das verstellbare Vorleitgitter in der industriellen Praxis sehr häufig eingesetzt wird, gibt es in der Literatur nur wenige Hinweise auf die Entwicklung der Strömung hinter einem angestellten Vorleitrad und damit über die Auswirkungen auf die Energieübertragung im Laufrad.

Die Auslegung der Maschine erfolgt im allgemeinen für drallfreie Zuströmung. Durch Verstellung des Vorleitgitters kann man die Pumpgrenze des Verdichters zu kleineren Durchsätzen verschieben und somit den Arbeitsbereich der Maschine vergrößern. Aufgrund der sich ergebenden zusätzlichen Strömungsverluste durch Fehlanströmung der Vorleitschaufeln, durch Wandreibung und innere Reibungsverluste infolge großer Geschwindigkeitsgradienten nimmt jedoch der Wirkungsgrad des Radialverdichters im Mitdrallbereich ab. Insbesondere auch die ungünstigere Laufradanströmung sowie die Veränderung der Verhältnisse im Radialdiffusor und der Sammelspirale tragen zur Reduzierung des Stufenwirkungsgrades bei. Die genauen Vorgänge vor allem in Hinblick auf das gesamte Stufenverhalten sind jedoch nur unzureichend dokumentiert. Bei neu zu konzipierenden Maschinen ergibt sich als Folge eine Unsicherheit über die zu erwartende Kennfeldcharakteristik einschließlich der erreichbaren Wirkungsgrade vor allem im extremen Mitdrallbereich.

In dieser Arbeit wird daher die Strömung in einer Radialverdichterstufe mit Vorleitregelung untersucht. Es soll insbesondere die Auswirkung unterschiedlicher Vorleitgittergeometrien auf die Laufradzuströmung sowie das Verhalten der Radialverdichterstufe analysiert werden. Dabei werden die Einflüsse der Leitradgröße (bzw. des Leitgitterdurchmessers) und eines im Bereich des Vorleitgitters eingebauten Nabenkörpers auf die Strömung zwischen Leitgitter und Laufrad sowie auf das Drall-

kennfeld experimentell bestimmt.

Bei der Neuauslegung von Maschinen wird häufig das von einer bereits ausgeführten Maschine durch Messung bekannte Kennfeld herangezogen, um auf der Basis der Ähnlichkeitsmechanik das Kennfeld der neuen Maschine abzuleiten. Dieses Verfahren ist dann problematisch, wenn z.B. die geometrische Ähnlichkeit nicht eingehalten werden kann. Ausgesprochen hilfreich ist daher eine Rechenmethode, mit der schnell der Einfluß von geometrischen oder physikalischen Parametern auf die Kennfeldcharakteristik abgeschätzt werden kann. Da die Gesamtstufe aufgrund ihrer Komplexität einer analytischen Lösung nicht zugänglich ist, bieten sich grundsätzlich zwei Vorgehensweisen an, mit deren Hilfe das Maschinenverhalten analysiert werden kann.

Zum einen besteht dank der stetig wachsenden Leistungsfähigkeit moderner Rechenanlagen die Möglichkeit, die Geometrie der Maschine durch ein möglichst dichtes Rechennetz abzubilden, welches die Geometrie in eine Vielzahl von Einzelementen unterteilt. Die Erhaltungssätze werden dabei für jedes Einzelement getrennt angewendet. Ausgehend von vorgegebenen Rand- bzw. Anfangsbedingungen wird das Gesamtsystem dabei durch numerische Integration des gekoppelten partiellen Differentialgleichungssystems iterativ einer konvergierenden Lösung zugeführt. Als Ergebnis dieser Computational Fluid Dynamics (CFD)-Rechnung liegen für die untersuchte Geometrie bei erfolgreicher Simulation alle Zustandsgrößen in jedem einzelnen Element vor. Die Genauigkeit dieser Rechnung hängt unter anderem von der Dichte und der Qualität des Rechennetzes ab. Der Diskretisierungsfehler kann durch immer feiner werdende Netze verringert werden, wodurch allerdings die Rechenzeiten erheblich ansteigen. Probleme gibt es heute insbesondere noch bei der Simulation der Turbulenz. Da aufgrund der Begrenzung der Rechnerleistung nicht alle turbulenten Strömungsvorgänge in turbomaschinenrelevanten Problemstellungen aufgelöst werden können, sind im Falle von reibenden Strömungen verschiedene Turbulenzmodelle verbreitet, die mehr oder weniger spekulativ die Wirkung der Turbulenz simulieren. Weitere Ungenauigkeiten ergeben sich bei zusätzlichen vereinfachenden Annahmen wie Adiabatheit oder stationärer Strömung. Durch die Integration der Erhaltungsgleichungen bleiben diese Fehler erhalten und verstärken sich sogar noch. In der Praxis sind daher heute noch immer Experimente zur Absicherung bzw. Kalibrierung der Simulation erforderlich.

Im Gegensatz dazu steht die sogenannte heuristische Methode. Auch sie bedient sich im Falle der Strömung durch eine Turbomaschine der Erhaltungssätze für Masse, Energie und Impuls. Anders als im zuvor beschriebenen Ansatz wird aber nicht ein dichtes Rechengitter verwendet. Vielmehr wird das zu untersuchende System in physikalisch sinnvolle Teilsysteme aufgegliedert. Die komplexen instationären Strömungs- und Wärmeübergangsvorgänge innerhalb der einzelnen Teilsysteme werden hierbei außer Acht gelassen. Betrachtet werden lediglich repräsentative Mittelwerte

an den Systemgrenzen der Teilsysteme, die über die Anwendung der Erhaltungssätze sowie thermischer und kalorischer Zustandsgleichungen zum Gesamtsystem gekoppelt werden (Stromfadentheorie). Die Beschränkung auf repräsentative Mittelwerte an den Systemgrenzen bedeutet dabei nicht, daß besondere Strömungsverteilungen unberücksichtigt bleiben müssen. Die Verteilung von Strömungsgrößen oder ganz allgemein von physikalischen Größen erfolgt bei der heuristischen Methode auf der Basis von experimentell gewonnenen Erfahrungswerten. Ziel ist es hierbei stets, physikalisch sinnvolle Ansätze zu wählen, in denen die Abweichungen zu experimentellen Beobachtungen durch empirisch zu ermittelnde Koeffizienten berücksichtigt werden. Da sich diese Methode auf globale Messungen an einer real ausgeführten Maschine stützt, stehen die Ergebnisse global immer in Einklang mit der Realität, auch wenn gewisse Annahmen oder Arbeitshypothesen in den Teilsystemen zugrunde gelegt werden.

Wenn nicht ausdrücklich die Untersuchung lokaler Strömungsphänomene sondern mehr der globale Charakter eines Strömungssystems von Interesse ist, bietet sich die Anwendung der zuletzt genannten Methode an. Der Vorteil der heuristischen Methode besteht darin, daß durch die Beschränkung auf Teilsysteme und repräsentative Mittelwerte ein vergleichsweise einfaches Modell in Übereinstimmung mit den realen Vorgängen erstellt werden kann. Die Berechnung der Strömung kann ungleich schneller erfolgen als im Falle einer CFD-Simulation, so daß auch umfangreiche Parametervariationen in kurzer Zeit durchgeführt werden können. Der tatsächliche Nutzen ergibt sich aber erst durch die Ähnlichkeitsmechanik, die es erlaubt, die gewonnenen Ergebnisse auf der Basis von Kennzahlen ohne Einschränkung auch auf geometrisch und physikalisch ähnliche Systeme zu übertragen. Darüber hinaus gestattet es die Ähnlichkeitsmechanik, auch die Ergebnisse zu nichtähnlichen Systemen zu interpolieren.



## 2. Stand der Forschung

### 2.1 Prinzip der Vorleitregelung

Eine Reduzierung des Massendurchsatzes in einer Verdichterstufe führt bei drallfreier Laufradzuströmung zu einer Vergrößerung des Inzidenzwinkels am Laufradeintritt. Dadurch steigen die Eintrittsstoßverluste im Laufrad an. Durch die Aufbringung eines Vordralles in Drehrichtung des Laufrades (Mitdrall) mit Hilfe einer Vorleiteinrichtung kann der Inzidenzwinkel im Mittenschnitt des Laufradeintritts wieder optimal werden (s. Bild 1).

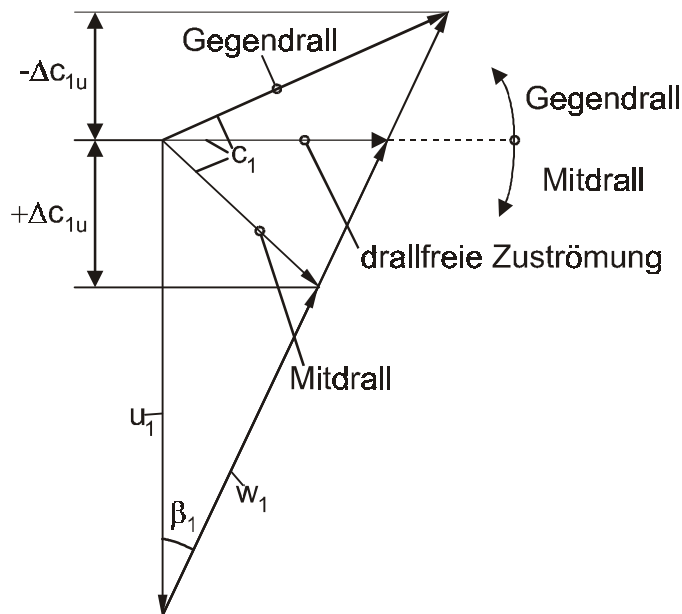


Bild 1: Geschwindigkeitsdreieck am Laufradeintritt für drallfreie Zuströmung, Mit- und Gegendrall

Auf diese Weise ist es möglich, den Arbeitsbereich des Laufrades zu geringeren und bei Gegendrall (entgegen der Drehrichtung des Laufrades) in begrenztem Umfang auch zu größeren Massenströmen hin zu verschieben. Die Pumpgrenze kann bei einer gegebenen Drehzahl zu deutlich kleineren Massenströmen verschoben werden.

Bei der Vorleitregelung treten jedoch mit zunehmender Vorleitschaufelverstellung steigende Totaldruckverluste auf. Zum einen entstehen durch Reibung und Fehlanströmung Verluste im Vorleitgitter selbst. Zum anderen können sich im Laufrad zunehmende Verluste ergeben, wenn mit größer werdender Verstellung der Vorleiteinrichtung insgesamt die durch Inzidenz verursachten Verluste zunehmen. Auch im Diffusor wachsen die Verluste bei zunehmendem Mitdrall durch die flacheren Zuströmwinkel an.

Die Energieübertragung in einer Strömungsmaschine beruht auf dem Prinzip der Dralländerung. Die Zunahme der Totalenthalpie resultiert unter Annahme einer adiabaten Zustandsänderung aus der Eulerschen Turbomaschinenhauptgleichung, wenn für die Strömungsgrößen am Laufradeintritt und -austritt repräsentative Mittelwerte herangezogen werden:

$$\Delta h_t = u_2 c_{2u} - u_1 c_{1u}, \quad \text{Gl. (1)}$$

$$\Delta h_t = u_2 c_{2u} \cdot \left[ 1 - \frac{u_1 c_{1u}}{u_2 c_{2u}} \right]. \quad \text{Gl. (2)}$$

Hierbei wurde der Einfluß der Radseitenreibung der Einfachheit halber vernachlässigt. Mit dem Geschwindigkeitsdreieck am Laufradaustritt (Bild 2) folgt für die aerodynamische Verdichterarbeit unter Zuhilfenahme des Minderleistungsfaktors

$$\mu = \frac{c_{2u}}{c_{2u, \text{the}}}, \quad \text{Gl. (3)}$$

$$\Delta h_t = \mu u_2^2 \cdot \left[ 1 - \frac{c_{2m}/u_2}{\tan \beta_{2, \infty}} \right] \cdot \left[ 1 - \frac{u_1 c_{1u}}{u_2 c_{2u}} \right]. \quad \text{Gl. (4)}$$

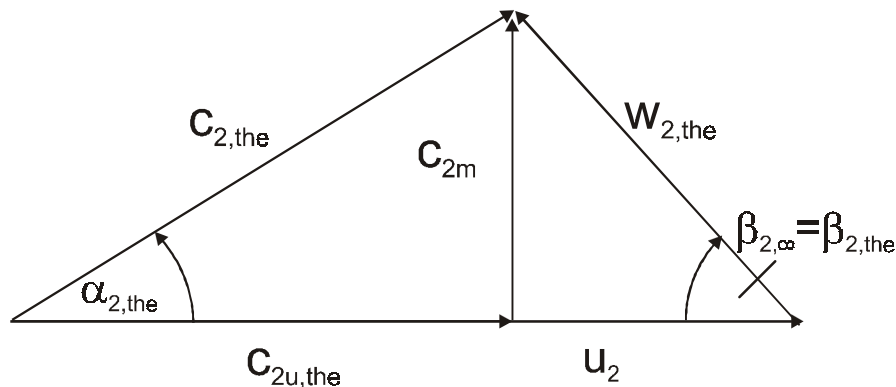


Bild 2: Theoretisches Geschwindigkeitsdreieck am Laufradaustritt

Bei einer festen Drehzahl eines Verdichters liegt die Umfangsgeschwindigkeit am Laufradaustritt  $u_2$  fest, so daß die aerodynamische Verdichterarbeit bei gegebener Menge (Lieferzahl  $\varphi \sim c_{2m}/u_2$ ) letztlich durch die Umfangskomponente der Strömung an Laufradeintritt bzw. -austritt gegeben ist. Bei drallfreier Zuströmung wird  $c_{1u}$  zu null und der Bruch in der rechten Klammer von Gl. (4) verschwindet. Bei drallbehafteter Zuströmung bleibt er erhalten. Die Größe der Umfangskomponente der Strömung  $c_{1u}$  wird durch eine Variation der Vorleitgitterstellung beeinflusst, so daß eine Kennfeldverschiebung zu kleineren Durchsätzen durch Einflußnahme auf den Zuströmwinkel  $\alpha_1$  stets die Arbeitsaufnahme beeinflusst. Bei Mitdrall ( $c_{1u} > 0$ ) ist der Bruch in Gl. (4) stets positiv, so daß bei zunehmender Mitdrallstellung der Arbeitsumsatz im Laufrad verrin-

gert wird. Die isentrope Enthalpiedifferenz

$$\Delta h_{s,t} = c_p T_{1,t} \left[ \left( \frac{p_{2,t}}{p_{1,t}} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} - 1 \right] \quad \text{Gl. (5)}$$

ist mit der aerodynamischen Verdichterarbeit über den isentropen Wirkungsgrad gekoppelt:

$$\eta_{i,s} = \frac{\Delta h_{s,t}}{\Delta h_t}, \quad \text{Gl. (6)}$$

so daß der Zusammenhang zum Druckverhältnis hergestellt ist. Allgemeiner erhält man für die Druckzahl:

$$\psi = \frac{\Delta h_{s,t}}{u_2^2/2} = 2 \cdot \eta_{i,s} \cdot \mu \cdot \left[ 1 - \frac{c_{2m}/u_2}{\tan \beta_{2,\infty}} \right] \cdot \left[ 1 - \frac{u_1 c_{1u}}{u_2 c_{2u}} \right]. \quad \text{Gl. (7)}$$

Der erreichbare Druckaufbau ist für ein gegebenes Fluid demnach von Wirkungsgrad  $\eta_{i,s}$ , Minderleistungsfaktor  $\mu$ , Lieferzahl  $\varphi$  und Schaufelaustrittswinkel  $\beta_{2,\infty}$  abhängig. Die rechte Klammer beinhaltet die Auswirkungen des Vordralles, so daß das Druckverhältnis im Mitdrallbereich auch bei optimalen Strömungsbedingungen abnehmen muß. Dies ist der Grund dafür, daß die Kennlinien im Vergleich zu nachleitgeregelten Verdichtern im Teillastbereich relativ stark abfallen. Die Vorleitregelung bietet sich daher vor allem dann an, wenn die Anlagenwiderstände mit kleiner werdendem Durchsatz abnehmen, wie das z.B. in Rohrleitungssystemen der Fall ist.

Auf der anderen Seite kann es durch einen Gegendrall (Drall entgegen der Laufraddrehrichtung,  $c_{1u} < 0$ ) gelingen, das Druckverhältnis im Vergleich zur drallfreien Zuströmung noch zu erhöhen. Dem sind aber aufgrund der ungünstiger werdenden Zuströmbedingungen am Laufradeintritt enge Grenzen gesetzt. So stellte STEPANOFF [1] für Gegendrallstellungen von mehr als  $-20^\circ$  einen Wirkungsgradabfall fest. ANDERSON und SHOUMAN [2] konnten bereits bei einem Gegendrall von  $-15^\circ$  einen merklichen Wirkungsgradabfall nachweisen. Die angestrebte Erhöhung des Druckverhältnisses insbesondere im extremen Mitdrallbereich läßt sich letztlich nur durch eine Begrenzung des Abfalls des inneren isentropen Stufenwirkungsgrades realisieren.

## 2.2 Bisherige Arbeiten

Die Anwendung verstellbarer Vorleitgitter beschränkt sich nicht nur auf den Bereich der Radialkompressoren. Seit geraumer Zeit findet dieses Prinzip z.B. Anwendung bei der Kennfeldregelung hydraulischer Strömungsmaschinen. So vergleicht SAALFELD [3]

die Vordrallregelung von schnellläufigen Kreiselumpen mit anderen Regelkonzepten und gibt an, für welche Betriebsfälle sie den anderen Regelungsarten überlegen ist. Jüngere Veröffentlichungen aus diesem Bereich stammen z. B. von RADKE et al. [4], [5]. Die Autoren führten an einer axialen Propellerpumpe vergleichende Kennfelduntersuchungen mit verschiedenen Bauarten von Vorleiträdern mit variabler Staffelform (ebenes Gitter), variabler Wölbung (Klappengitter, bestehend aus einem feststehenden vorderen und einem abwinkelbaren hinteren Profilteil) und variabler Krümmung (elastisches Profil) durch. LDV-Messungen im Bereich der Vorleitschaufeln geben Auskunft über die Umlenkeigenschaften der Beschauelform für inkompressible Strömung. Dabei konnte gezeigt werden, daß die konstruktiv aufwendigen Klappengitter den ebenen Gittern strömungstechnisch überlegen sind.

Die Weiterentwicklung der strömungsgünstigen Klappengitter wird insbesondere in einer Reihe von Veröffentlichungen von BROSS et al. [6], [7], [8] und BÖHLE [9] dokumentiert. So beschreibt z.B. BÖHLE die Auslegung eines Vordrallreglers mit mechanischen Klappen. Die gezeigten Untersuchungen sind für axiale Pumpen durchgeführt worden. Es zeigt sich, daß die Klappenregler den konventionellen Gittern ohne Klappen hinsichtlich der Strömungsverluste überlegen sind. Ein sprunghafter Anstieg der Gitterverluste ergab sich für eine Geometrievariante erst bei etwa  $33^\circ$ , mit einer sogenannten Bisuperellipsenprofilierung kann nach Aussage des Autors das Einsetzen eines sprunghaften Verlustanstiegs sogar bis auf etwa  $40^\circ$  Anstellwinkel des Klappengitters heraufgesetzt werden. Demgegenüber ereignete sich für ein konventionelles ebenes Gitter mit NACA008-Profilierung der sprunghafte Anstieg im Totaldruckverlustbeiwert bereits bei einem Anstellwinkel von etwa  $10^\circ$ . Es wird eine einfache Methode zur Berechnung der Strömung hinter dem Vorleitgitter vorgestellt, die auf der Einhaltung des einfachen radialen Gleichgewichtes beruht. Hierbei wird eine inkompressible Strömung und ein über den Radius konstanter Totaldruck angenommen.

BEELTE und OPPERMANN [10] präsentierten Untersuchungen zum Einfluß von Drallreglern mit abwinkelbaren Vorleitschaufeln auf das Betriebsverhalten von Radialventilatoren. Dabei stellten sie für die Klappenregler bessere Wirkungsgrade als bei konventionellen Reglern fest.

Bereits 1970 stellte OKIISHI [11] die Möglichkeit vor, Vorleiträder in Axialkompressoren mit mechanischen Klappen zu versehen. BREUGELMANS [12] beschreibt den Einsatz eines verstellbaren Vorleitgitters in einem Überschall-Axialverdichter. Die Anstellwinkel des Vorleitgitters sind bei Axial- im Vergleich zu Radialverdichtern allerdings sehr gering.

In Radialverdichtern haben sich die Klappengitter bisher nicht auf breiter Front durchsetzen können. Dort werden in der Regel ebene, profilierte – im Gebläsebau auch unprofilierte – Vorleitschaufeln verwendet. Bei JAPIKSE [13] werden Vorleitgitter mit



axialer und mit radialer Strömungsführung gegenübergestellt. Mit einem radial angeordneten Vorleitgitter sind danach bei gegebenem Schaufelanstellwinkel prinzipiell größere Umlenkungen erreichbar. Jedoch wurden bei großen Anstellwinkeln Nabenablösungen direkt vor dem Laufradeintritt festgestellt.

Vordrallregler werden standardmäßig bei relativ großen Industrieverdichtern eingesetzt. Die kleinsten Verdichter mit Vorleitregelung finden sich im Bereich der PKW-Abgasturbolader. Die Anforderungen an die Kennfeldbreite sind im PKW-Turboladerbau besonders hoch. Ziel ist es hierbei insbesondere, schon bei geringen Motordrehzahlen einen hohen Ladedruck zu erreichen, was bedeutet, daß sich die Pumpgrenze des Verdichters bei möglichst geringen Durchsätzen befinden muß. Im Gegensatz zur variablen Geometrie auf der Turbinenseite hat sich aber der variable Verdichter hier noch nicht in Serienfahrzeugen durchsetzen können (RAUTENBERG und MALOBABIC [14], MALOBABIC [15] und BURHORN et al. [16]).

ISHINO et al. [17] präsentieren ausführliche Kennfeldmessungen an einem kleinen PKW-Turbolader-Kompressor mit einem verstellbaren Vorleitrad. Der Eintrittsdurchmesser des Verdichterrades betrug hierbei nur 34 mm. Der Grund für den Einsatz eines Vorleitgitters war bei den gezeigten Untersuchungen eine Strömungssoszillation, die im oberen Drehzahlbereich bei relativ großen Durchsätzen auftrat und sich nach außen durch ein instationäres Geräusch ähnlich dem Pumpgeräusch bemerkbar machte. Durch einen Mitdrall von  $+24^\circ$  konnte die Strömungssoszillation unterdrückt werden und der maximale Wirkungsgrad konnte gegenüber drallfreier Zuströmung sogar noch verbessert werden. Bei zunehmenden Mitdrallstellungen verlagerten sich die Wirkungsgradmuscheln und die Stopfgrenzen nach links zu kleineren Durchsätzen. Die Pumpgrenze konnte ebenfalls maximal um etwa 15% zu kleineren Durchsätzen verschoben werden. Der Einfluß eines zusätzlich eingebauten zylindrischen Nabenkörpers wurde ebenfalls untersucht. Während bei drallfreier Zuströmung der Wirkungsgrad aufgrund der erhöhten Wandreibungsverluste etwas schlechter wurde, machte sich der Nabenkörper bei Mitdrallstellungen positiv im Stufenwirkungsgrad bemerkbar. Als Grund für die geringeren Wirkungsgrade bei der Variante ohne Nabenkörper werden erhöhte Strömungsverluste im Bereich der zentralen Öffnung des Vorleitgitters vermutet.

WHITFIELD und ABDULLAH [18] erzeugen den Drall für einen etwas größeren Turboladerkompressor ( $D_2 = 100$  mm) mit Hilfe einer Einlaufspirale. Der Drall kann hierbei über eine Verstellung der Spiralfäche und eine Verschiebung eines Nabenkörpers verstellt werden, wobei die Einsatzmöglichkeiten durch die relativ große Baulänge begrenzt werden.

Einen Überblick über die Auswirkung einer Vorleitradregelung und ein Vergleich zu anderen Regelkonzepten findet sich bei RODGERS [19]. Im Fall eines Verdichters mit

festem beschaukelten Diffusor wird danach sowohl die Lage der Pumpgrenze als auch der Schluckgrenze durch das Nachleitrad bestimmt. Eine Vorleitradverstellung wird nach RODGERS daher im wesentlichen eine ähnliche Änderung des Arbeitsbereiches wie eine Drehzahlvariation bewirken. Bei Verwendung eines schaufellosten Diffusors können mit Hilfe eines verstellbaren Vorleitgitters signifikante Verschiebungen der Pumpgrenze erreicht werden, wenn der schaufellose Diffusor nicht in der Nähe seiner Ablösegrenze betrieben wird. Verstellbare Vorleiträder können neben der Anwendung als Regelvorrichtung dazu benutzt werden, um bei Mitdrall die relative Eintrittsmachzahl zu minimieren. Bei Gegendrall steigt die Eintrittsmachzahl an, was zum Sperren des Laufrades führen kann. Dies ist der Grund für den verringerten Arbeitsbereich bei Gegendrall. Auch im Laufradbereich wird mitunter variable Geometrie eingesetzt. Aufgrund der zumeist hohen Drehzahlen spielt diese Art der variablen Geometrie bei Radialverdichtern jedoch praktisch keine Rolle. Dagegen ist diese Methode im Bereich der hydraulischen Strömungsmaschinen recht gebräuchlich, da dort häufig weder Umfangsgeschwindigkeit noch Baugröße des Laufrades eine rotierende Verstellmimik ausschließen. Wenn ein konstanter Druck über einen großen Durchsatzbereich bei bestmöglichen Wirkungsgraden gewünscht wird, kommt in der Regel ein verstellbarer, beschaukelter Diffusor zum Einsatz. Praktisch wird beim variablen Nachleitrad der Arbeitsbereich durch einsetzende Rezirkulation und damit einhergehende Überhitzung sowie durch Wirkungsgradeinbrüche in der Nähe der Stopfgrenze eingeschränkt. Neben dem Einsatz von variablen Geometrien bieten sogenannte aerodynamische Methoden eine Möglichkeit, die Strömung im Verdichter zu regeln. Allen diesen Methoden gemeinsam ist eine Mischung eines z.B. am Radeintritt eingeblasenen Strahles. Die sich zwangsweise ergebenden Mischungsverluste (sowie die erhöhte Eintrittstemperatur, die sich bei Verwendung von bereits verdichtetem Fluid ergibt) führen zu einer Verringerung des erreichbaren Druckverhältnisses.

Entsprechende Untersuchungen finden sich bei KYRTATOS und WATSON [20], [21]. Anstelle eines verstellbaren Vorleitrades wird eine Anzahl von Fluidstrahlen (Jets) unter einem Winkel in die Strömung vor dem Laufrad eingebracht. Die Jets werden durch vom Kompressor verdichtetes Fluid gespeist. Die Autoren prüfen die Wirksamkeit des Systems an einem kleinen Turbolader-Kompressor. Sie konnten experimentell eine Ausweitung des fahrbaren Bereiches um bis zu 60% – bezogen auf die Instabilitätsgrenze ohne Vordrall – nachweisen. Durch die Rezirkulation nahm das Stufendruckverhältnis entsprechend der zurückgeführten Menge ab. Das Wirkungsgradniveau in der Nähe der Pumpgrenze konnte angehoben werden. Die Verbesserung des Wirkungsgrades und die Verschiebung der Instabilitätsgrenze wurden dabei einerseits durch den erzeugten Vordrall, und andererseits auch durch die Rezirkulation bewirkt, da der Kompressor einen größeren Massenstrom fördert als dem Motor an Ladung zur Verfügung gestellt wird.

Einen Vergleich der Kennfeldcharakteristiken mit unterschiedlichen Regelungskon-

zepten findet sich bei RICHTER [22]. Es werden Kennfelder mit Drehzahlregelung, Vorleit- und Nachleitregelung gegenübergestellt. Bei der Vorleitregelung war der stabile Arbeitsbereich der Stufe größer als bei der Drehzahlregelung (mit jeweils festen Diffusorleitschaufeln). Die gemessenen Wirkungsgrade waren im gesamten Betriebsbereich höher als bei Diffusorleitschaufelregelung aber tiefer als bei Drehzahlregelung.

Die beste und effektivste Möglichkeit der Verdichterregelung ist nach RODGERS [19] durch eine kombinierte Vor- und Nachleitregelung gegeben, da hierdurch die geringstmöglichen Wirkungsgradeinbußen zu erwarten sind. SIMON et al. [23] untersuchen den Einfluß von verstellbaren Vor- und Nachleitschaufeln auf das Kennfeld eines Radialverdichters mit rückwärtsgekrümmtem Laufrad. Danach lassen sich mit einem festen beschauelten Diffusor gegenüber einem schaufellosen Diffusor Wirkungsgradverbesserungen in einem weiten Verstellbereich der Vorleitschaufeln erzielen. Diese werden mit einem verbesserten Druckgewinn im beschauelten Diffusor sowie durch ein geringeres Geschwindigkeitsniveau sowohl im Diffusor als auch in der Spirale begründet. Mit festen Diffusorschaufeln ist jedoch der Arbeitsbereich gegenüber der Stufe mit unbeschaueltem Diffusor sowohl an der Pumpgrenze als auch an der Schluckgrenze reduziert. Durch eine ausschließliche Verstellung der Diffusorschaufeln mit fixierten Vorleitschaufeln ( $\alpha_{VLR} = 0^\circ$ ) läßt sich der Arbeitsbereich der Stufe ebenfalls erweitern. Allerdings ist der Bereich kleiner Durchflüsse von Strömungsablösungen am Laufradeintritt (Inducer-Stall) begleitet. Durch die Charakteristik des beschauelten Diffusors bleibt die Kennlinie dennoch stabil. Wesentliche Vorteile hinsichtlich Arbeitsbereich und Kennfeldbreite ergeben sich durch variable Vor- und Nachleitschaufeln. Die Autoren geben an, wie die Vor- und Nachleitschaufeln für optimale Wirkungsgrade (unabhängig voneinander) verstellt werden müssen. Die Ergebnisse lassen sich auch auf einen 4-stufigen Getriebekompressor übertragen. Der Arbeitsbereich des gesamten Verdichters entspricht dabei dem geringsten Arbeitsbereich einer Einzelstufe. Deshalb ist es nach Aussage der Autoren sinnvoll, alle Stufen mit verstellbaren Vorleitgittern zu versehen.

HASEMANN und RAUTENBERG [24] stellen verschieden ausgeführte Maschinen mit variabler Geometrie am, vor und nach dem Laufrad vor. Sie zeigen die schematisch dargestellten Kennfeldänderungen bei Vorleitradverstellung, bei Nachleitradverstellung und bei der Kombination beider Regelungsarten.

Der Einfluß von verstellbaren Vor- und Nachleitschaufeln auf die Pumpgrenze eines Radialverdichters wurde von HARADA [25] untersucht. Der Autor kommt basierend auf seiner Literaturrecherche zu dem Schluß, daß eine Instabilität des Diffusors der wesentliche Faktor für das Auslösen des Pumpens ist. Durch eine Änderung des Anstellwinkels bzw. des engsten Querschnittes der Diffusorschaufeln kann die Pumpgrenze zu kleineren Durchsätzen verschoben werden. Der Autor verwendet ein verstellbares Vorleitgitter und verstellbare Diffusorschaufeln, die sich über einen

Algorithmus automatisch in Strömungsrichtung ausrichten. Dadurch wird einerseits der Inzidenzwinkel am Eintritt der Diffusorschaukeln minimiert, andererseits können beginnende Druckschwankungen im Diffusor unterdrückt werden. Bei Umfangsmachzahlen von  $M_{u2} = 0.87$  und 1.21 kann er dadurch den Betriebsbereich zu sehr kleinen Durchflüssen bis nahe an den Nulldurchsatz verschieben. Obwohl die Strömung im Laufrad ablöst (stallt), tritt dabei kein Pumpen auf. Die Ergebnisse gelten für Verdichtendruckverhältnisse kleiner als 2.5.

Eine frühe Arbeit zur Untersuchung der Drallströmung im Drehhohlraum wurde von MELDAU [26] veröffentlicht. Dort wird ein rotationssymmetrischer Strömungsraum – wie er zwischen Leitvorrichtung und Laufrad einer Kaplan-Turbine zu finden ist – experimentell untersucht. Es wird festgestellt, daß die beobachteten Stromlinienbilder bei drallfreier Strömung exakt mit den nach der Potentialtheorie zu erwartenden Phänomenen übereinstimmen. Bei zunehmendem Drall weicht die reale Strömung aber immer mehr von der Potentialströmung ab, wobei die Hauptströmung durch das Fliehkraftfeld in den Randbereich gedrückt wird und sich im Kern ein Gebiet mit geringer oder teilweise sogar negativer Axialgeschwindigkeit ausbildet. Die Strömung im Randbereich konnte näherungsweise durch einen Potentialwirbel ( $c_u \cdot r = \text{const}$ ) nachgebildet werden, während der Kernbereich in guter Näherung einem Festkörperwirbel entsprach. In den Wasserversuchen war der Kern gut zu beobachten, da sich abhängig vom Drallwinkel entweder Kavitation bzw. Luftausscheidung aus dem Wasser einstellte.

Grundlegende Untersuchungen zur Strömung mit konstantem Drall in geraden, zylindrischen Rotationshöhlräumen finden sich bei STRSCHELETZKY [27]. Er gibt eine Berechnungsmethode für reibungsfreie, homogene, inkompressible Flüssigkeiten an und geht auch auf den Einfluß drallvernichtender Vorrichtungen auf die Ausdehnung des Totwasserkerns ein. Weitere Untersuchungen zur Ausdehnung des Totwasserkerns finden sich bei SCHLÜNKES [28].

Numerische Untersuchungen von Vorleitgittern mit Nabenkörper wurden von SWAIN [29], [30] präsentiert. Mit Hilfe eines 3D-Finite-Volumen-Verfahrens wurde unter Verwendung eines einfachen Mischungsweg-Turbulenzmodells das Vorleitgitter eines Radialverdichters optimiert. Nach Aussage des Autors stößt die verwendete Methode aufgrund der großen Ablösegebiete dabei an ihre Grenzen, so daß nur qualitative Aussagen über die Verluste möglich sind.

Mit einem anderen 3D-Verfahren (CFX TASKflow) untersuchen COPPINGER und SWAIN [31], [32] Vordrallapparate sowohl mit ebenen, profilierten Schaukeln als auch mit Klappengittern. Mit dieser Methode lassen sich etwas bessere Vorhersagegenauigkeiten erreichen, wobei auch weiterhin eine experimentelle Validierung erforderlich ist. Von der Tendenz her zeigen die Klappengitter geringere Verluste als die ebenen Git-

ter.

Ausführliche Messungen des Strömungsfeldes hinter dem Vorleitgitter eines Radialverdichters finden sich bei KASSENS et al. [33], [34], [35]. Kassens verwendete ein Vorleitgitter mit ebenen, profilierten Schaufeln und einem zylindrischen Nabenrohr. Dabei wurde festgestellt, daß sich die erheblichen Totaldruckverluste im Wirbelkern konzentrieren. Die Drallströmung konnte näherungsweise als Rankine-Wirbel mit einem Festkörperwirbel im Kern und einem Potentialwirbel im Außenbereich aufgefaßt werden. Die gemessenen Strömungswinkel hinter dem Vorleitgitter überstiegen teilweise den Metallwinkel der Vorleitschaufeln.

Basierend auf den ausführlichen experimentellen Untersuchungen schlägt KASSENS [34] ein empirisches Modell der Vorleitradumlenkung vor. Dabei wird von einem einfachen rohrhydraulischen Verlustansatz ausgegangen. Die durch den Drall zusätzlich zu den Wandreibungsverlusten hervorgerufenen Druckverluste werden durch einen Drallverlustkoeffizienten berücksichtigt, der wiederum gemäß eines fiktiven Ansatzes von der dritten Potenz des Anstellwinkels des Leitgitters abhängt. KASSENS geht davon aus, daß im Vorleitgitter außen aufgrund der größeren Sehnenlänge der Vorleitbeschaufelung die größte Umlenkung erzeugt wird, so daß grundsätzlich eine Solid-Body-Strömung angeregt wird. Diese wandelt sich dann bis zum Laufradeintritt in einen Rankine-Wirbel um. Der für die Bestimmung der Drallverteilung am Laufradeintritt wichtige Radius des Knickpunktes in der  $c_u$ -Verteilung wird über eine energetische Betrachtung hergeleitet, wobei postuliert wird, daß der Inhalt an Drallenergie des Rankine-Wirbels maximal sein soll. Als Ergebnis resultiert eine Beziehung, wonach der Radius des Knickpunktes ausschließlich eine Funktion der Geometrie, also unabhängig von den Strömungsverlusten ist.

CHEN et al. [36] greifen die umfangreichen Ergebnisse von KASSENS [34] auf. Die Autoren zeigen, daß die Strömung hinter dem Vorleitgitter wie bereits von KASSENS festgestellt als Rankine-Wirbel aufgefaßt werden kann. Allerdings ergibt sich eine Abweichung von der theoretischen linearen Verteilung der Umfangsgeschwindigkeit im Wirbelkern. Im Wirbelkern sind die Umfangsgeschwindigkeiten direkt hinter dem Vorleitgitter wesentlich größer, was als Überschießen des Potentialwirbels auf die Seite des inneren Festkörperwirbels interpretiert wird. Weiter stromabwärts wandelt sich der Rankine-Wirbel unter dem Einfluß der Viskosität in einen Lamb-Oseen-Wirbel um, der sich durch einen stetigen Übergang vom inneren Wirbelkern zum äußeren Potentialwirbelfeld auszeichnet. In einer weiteren Veröffentlichung stellen CHEN et al. [37] einen Zusammenhang her zwischen dem Abbremsen der Umfangskomponente der Strömung vor dem Laufrad und der Verteilung der Axialkomponente. Danach kann die Axialgeschwindigkeitsverteilung bei einem Anstellwinkel des Vorleitgitter von  $\alpha_{VLR} = 60^\circ$  als ortsfestes Paar von Toroidalringwirbeln aufgefaßt werden. Die Sekundärströmung ist analog zur Strömung in einem rotierenden flüssigkeitsgefüllten Hohl-

zylinder bei dem der Deckel plötzlich abgebremst wird (s.a. LUGT [38]).

Die veröffentlichten Informationen über den Einfluß eines verstellbaren Vorleitgitters auf Strömung und Betriebsverhalten des Verdichters sind breit gestreut. Weitere Literaturhinweise finden sich z.B. auch bei KASSENS [34]. Es fehlen jedoch systematische Untersuchungen der Strömung im Bereich des Vorleitgitters bei unterschiedlicher Einlaufgeometrie. Insbesondere ist deren Einfluß auf Umlenkung und Verlustentstehung bis zum Laufradeintritt bisher nicht ausreichend untersucht. Darüber hinaus sind die physikalischen Zusammenhänge zwischen Vorleitradverstellung und Stufenverhalten nur ansatzweise erläutert.

### 3. Zielsetzung der Arbeit

Das verstellbare Vorleitgitter ist ein in der industriellen Praxis sehr häufig angewendetes Hilfsmittel zur Kennfeldregelung eines Radialverdichters. Immer häufiger werden dort vom Betreiber Garantien nicht nur für Betriebspunkte bei axialer Vorleitgitterstellung – also ohne Vordrall – verlangt. Auch Betriebspunkte im Mitdrallbereich müssen heute nicht nur fahrbar sein, also einen gewissen Restabstand von der Pumpgrenze haben, sondern es werden darüber hinaus in zunehmendem Maße besondere Anforderungen hinsichtlich des zu erreichenden Wirkungsgrades gestellt.

Für das Erlangen eines guten Betriebsverhaltens der Radialverdichterstufe hinsichtlich Kennfeldbreite und Wirkungsgrad auch im Teillastbereich ist eine detaillierte Kenntnis nicht nur der Strömungsvorgänge direkt hinter dem verstellbaren Vorleitgitter, sondern auch in den nachfolgenden Stufenelementen erforderlich. Entsprechende Untersuchungen finden sich jedoch nur in begrenztem Umfang in der bisher veröffentlichten Literatur. Ziel dieser Arbeit ist es daher, die Entwicklung der Drallströmung hinter Vorleitgittern unterschiedlicher Geometrie eingehend experimentell zu untersuchen. Die Untersuchungen beschränken sich dabei auf axial vor dem Laufrad angeordnete Vorleitgitter mit ebenen, profilierten Schaufeln.

Die großen Winkelverstellungen im Mitdrallbereich und die entsprechend ausgeprägten Fehlanströmungen am Leitradeintritt sind die Ursache von mit dem Verstellwinkel überproportional ansteigenden Drosselverlusten. Doch auch in den nachfolgenden Stufenelementen ergeben sich ungünstige Verhältnisse, so daß mit zunehmendem Vordrall immer stärkere Auswirkungen auf die Laufrad-, Diffusor- und Spiralenströmung einhergehen. Neben der Untersuchung der Drallströmung hinter dem Vorleitgitter wird daher das Augenmerk auch auf die Auswirkungen der Vorleitgitterverstellung auf die übrigen Stufenelemente gelegt. Neben den experimentellen Untersuchungen ist dabei ein weiteres Ziel die Erstellung eines halbempirischen Nachrechenmodells zur Analyse der Drallströmung zwischen Vorleitrad und Laufrad, wobei empirische Koeffizienten aus den durchgeführten Experimenten identifiziert werden. Darüber hinaus sollen die Zustandsänderungen in den übrigen Stufenelementen Laufrad, schaufelloser Diffusor und Sammelspirale (einschließlich Austrittsdiffusor) durch das Rechenmodell erfaßt werden, um auch Aussagen über das gesamte Stufenverhalten treffen zu können. Im Sinne der Ähnlichkeitsmechanik ist es dann möglich, die gewonnenen Erkenntnisse auch auf ähnliche Systeme zu übertragen. Darüber hinaus bietet die Ähnlichkeitsmechanik die Möglichkeit, auch zwischen nicht-ähnlichen Systemen zu interpolieren. Eine exakte Wiedergabe aller im Detail ablaufenden physikalischen Vorgänge ist nicht möglich und soll auch nicht angestrebt werden. Vielmehr sollen repräsentative Mittelwerte derart in ein Nachrechenprogramm eingeflochten werden, daß eine Strömungsrechnung bei Vorleitgitterregelung bis hin zur Kennlinie und damit auch des gesamten Kennfeldes auf der Basis der Empirie vorgenommen werden

kann. Die theoretische Analyse beschränkt sich auf den subsonischen Bereich. Wärmeflüsse über die Wände hinweg werden vernachlässigt.



## 4. Versuchseinrichtung

### 4.1 Prüfstand

Die experimentellen Untersuchungen wurden am großen Radialverdichterprüfstand (GRV) des Instituts für Strömungsmaschinen der Universität Hannover durchgeführt (Bild 3). Durch die Ansaugleitung strömt Luft aus der freien Umgebung in die Ansaugkammer, in der sich ein Feinstaubfilter und ein Gleichrichter befinden. Die Ansaugkammer übernimmt die Funktion einer Beruhigungskammer. Aus der Beruhigungskammer gelangt die Luft über eine Einlaufdüse und eine kurze Einlaufstrecke – in der sich auch die zu untersuchenden Vorleiteinrichtungen befinden – in den Radialverdichter. Der Verdichter wird über ein Stirnradgetriebe (Übersetzung 1:16,2) durch einen Gleichstrom-Pendelmotor angetrieben. Die maximale Motorleistung beträgt 1.35 MW. Die Motordrehzahl kann in einem Bereich von 40 bis 1800 U/min geregelt werden, was theoretisch Verdichterdrehzahlen von bis zu ca. 29000 U/min entspricht. Bei Ansaugen aus der Atmosphäre lassen sich aufgrund der zur Zeit beschränkten, zur Verfügung stehenden elektrischen Leistung Verdichterdrehzahlen von ca. 18000 1/min erreichen. Die verdichtete Luft gelangt in die Druckleitung, wo sich die Meßstrecke zur Massenstrombestimmung mit einer Meßdüse nach DIN 1952 befindet. Die am Ende der Druckleitung angeordneten drei parallel geschalteten Drosselschieber ermöglichen eine genaue Einstellung des gewünschten Betriebspunktes. Hinter den Drosselschiebern wird die Luft über eine Rohrleitung ins Freie geleitet. Eine ausführliche Beschreibung des Prüfstandes findet sich bei Bammert et al. [39].

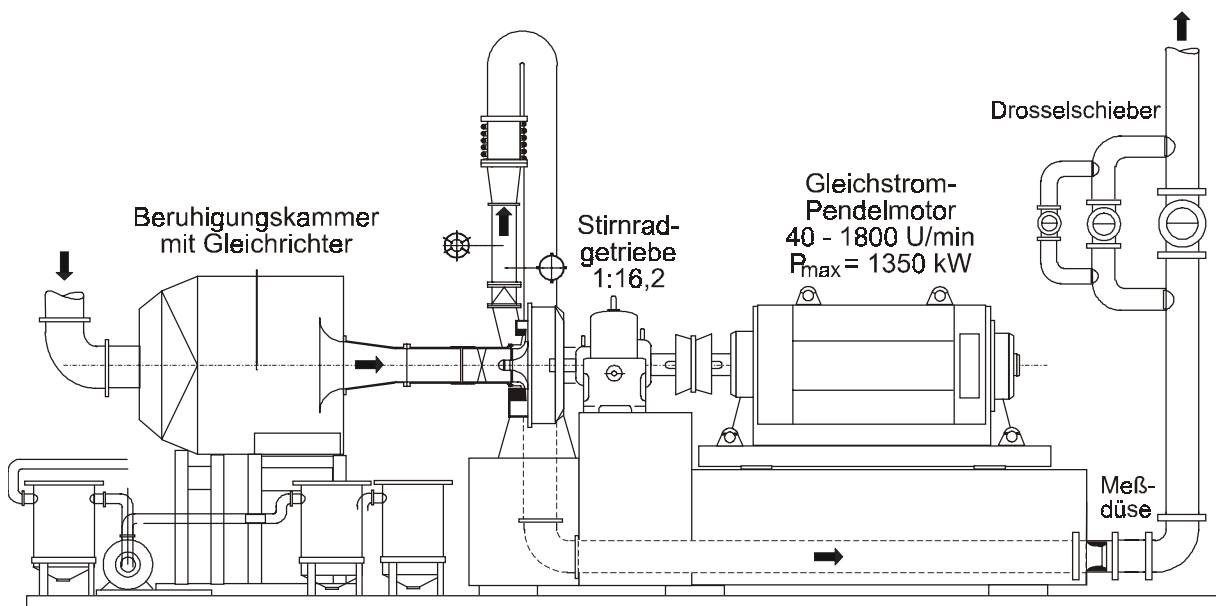


Bild 3: Schema des für die Versuche verwendeten Prüfstands

## 4.2 Versuchsverdichter

Um die Strömungsverhältnisse hinter unterschiedlichen Geometrien des Vorleitgitters zu untersuchen, wurden insgesamt drei verschiedene Vorleiteinrichtungen (V1 bis V3) eingesetzt (Bild 4).

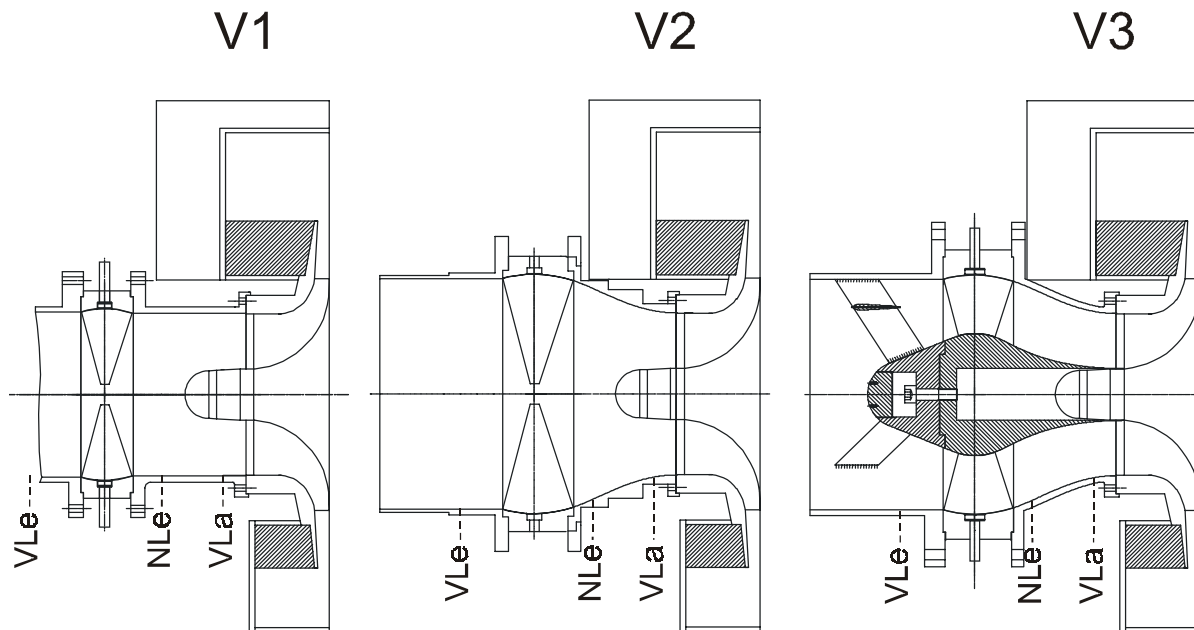


Bild 4: Schnittdarstellung des Verdichters mit den drei untersuchten Vorleitgittervarianten (V1 - V3)

Jede dieser Vorleiteinrichtungen wurde mit der gleichen nachfolgenden Stufenkonfiguration betrieben und untersucht. In den Untersuchungen wurde ein halboffenes 3D-Laufrad mit 20 rückwärts gekrümmten Schaufeln ( $\beta_{2,\infty} = 60^\circ$ ) eingesetzt. Jede zweite Schaufel ist am Eintritt zurückgeschnitten (Splitterschaufeln). Der Laufradausendurchmesser beträgt 400 mm.

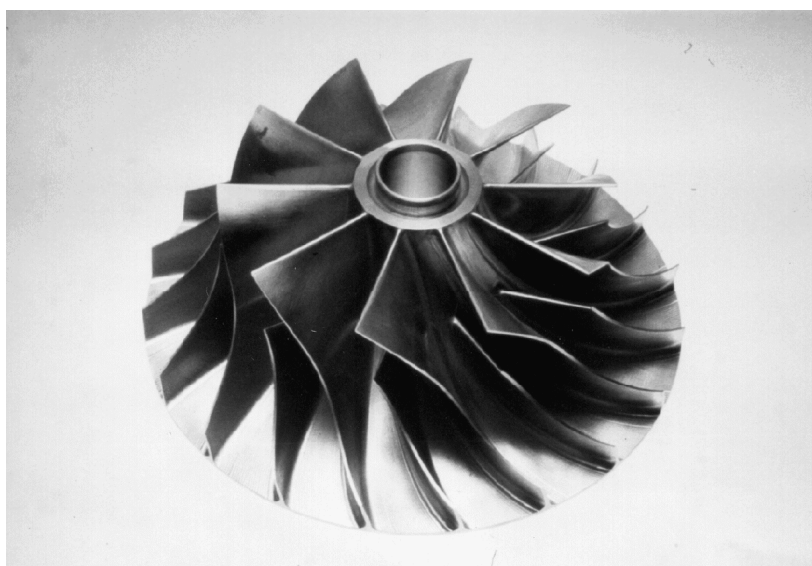


Bild 5: Foto des verwendeten Laufrades

Die Schaufelwinkel am Eintritt sowie die weiteren Hauptabmessungen des Laufrades sind in Tabelle A1 (s. Anhang A) zusammengestellt. An das Laufrad schließt sich ein schaufelloser Diffusor mit Radienverhältnis  $r_3/r_2 = 1.5$  an (Bild 6). Die Diffusorbreite verringert sich linear zum Diffusoraustritt hin (Schrägstellung der Vorderwand). Das Breitenverhältnis beträgt  $b_3/b_2 = 0.774$ . Nach Verlassen des schaufellosen Diffusors wird die verdichtete Luft in einer Spirale gesammelt. Um eine größtmögliche Variabilität zu erreichen, wurde ein globales rechteckiges Spiralgehäuse gebaut (Bild 6).

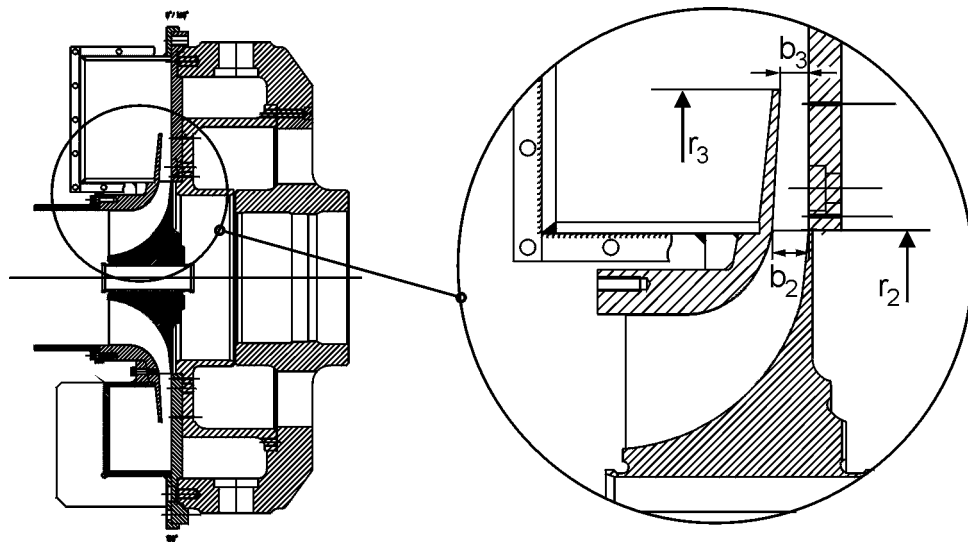


Bild 6: Schnitt des Verdichters mit globalem Spiralgehäuse

Der Begriff „global“ bedeutet hierbei, daß durch Einlegen verschiedener Formstücke mit der gleichen Verdichtervorderwand relativ einfach verschiedene Spiralgeometrien realisiert werden können. Die drei möglichen Spiralgeometrien sind in Bild 7 gezeigt.

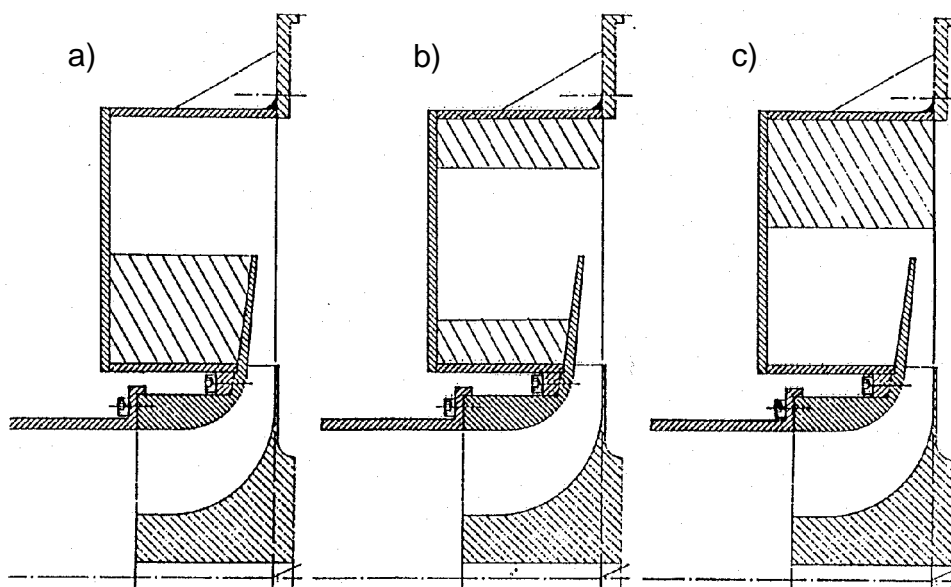


Bild 7: Einsätze für die externe (a), die zentrale (b) und die interne (c) Spirale

Für die Versuche in dieser Arbeit wurde die nach außen gewickelte (externe) Spirale verwendet. Bei dieser ist der Bereich zwischen der Gehäuseinnenwand und dem Diffusoraustritt durch einen Einsatz abgetrennt, so daß nur der äußere Spiralraum für die Durchströmung zur Verfügung steht. Alle Spiralquerschnittsflächen liegen hier bei Radien, die größer sind als der Diffusoraustrittsradius. Andere Einlege Teile ermöglichen den Aufbau der in Bild 7 gezeigten zentralen und nach innen gewickelten Spiralen. Alle drei Spiralen sind für einen konstanten statischen Druck am Umfang des schaufellosen Diffusors ausgelegt worden, um im Auslegungspunkt eine möglichst geringe Rückwirkung der Spirale auf die Laufradströmung zu erreichen. Der Auslegungspunkt wurde basierend auf Messungen mit dem früher verwendeten konzentrischen Sammelraum auf einen Massenstrom von  $\dot{m}_{\text{red}} = 7.74 \text{ kg/s}$  bei  $n_{\text{red}} = 18000 \text{ min}^{-1}$  festgelegt ( $T_{\text{Bez}} = 288.15 \text{ K}$ ,  $p_{\text{Bez}} = 101325 \text{ Pa}$ ). Bild 8 zeigt ein Foto mit der als Schweißkonstruktion ausgeführten Verdichtergehäusewand. Der kreisförmige Einsatz in der Mitte bildet die Laufradgehäusekontur und eine Wand des anschließenden schaufellosen Diffusors.

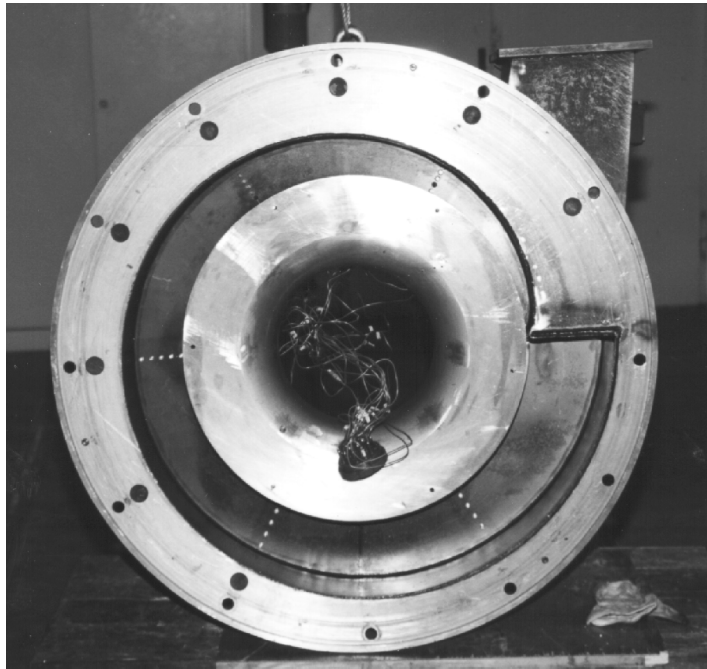


Bild 8: Foto der geschweißten Verdichtervorderwand

Die drei in Bild 4 gezeigten Vorleitgittervarianten entsprechen prinzipiell in der Industrie üblichen Konstruktionen. Für alle drei Geometrien wurde eine Schaufelprofilierung in Anlehnung an ein NACA-Profil ausgewählt. Es handelt sich hierbei um ein symmetrisches Profil mit einer maximalen bezogenen Dicke von  $d_{\text{max}}/l = 0.1$  und einer Dickenrücklage von  $x_{\text{max}}/l = 0.45$  (Bild 9). Das Profil weist keinen Wendepunkt auf. Es besitzt eine verdickte Hinterkante, um auch eine gießtechnische Fertigung realisieren zu können (für die Versuche wurden die Schaufeln gefräst). Der bezogene Nasenradius wurde etwas fülliger als das entsprechende NACA-Profil gewählt, um die Emp-

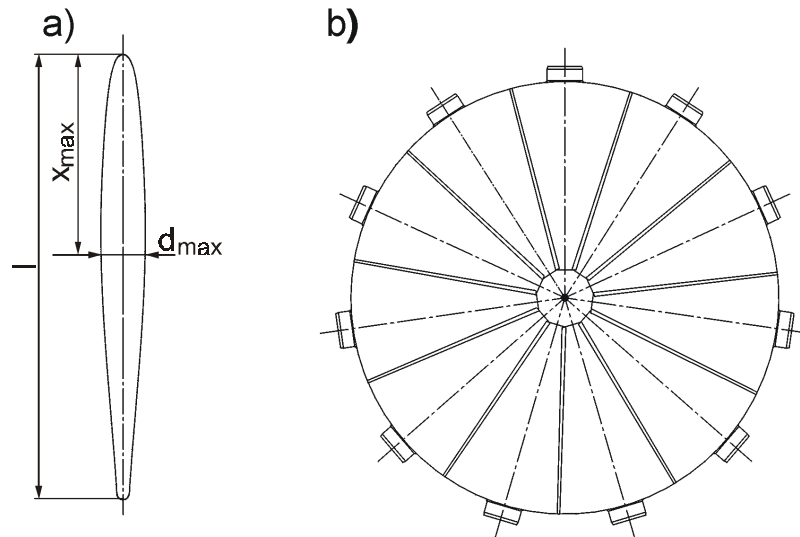


Bild 9: a) Für Vorleitgitter V1 -V3 verwendetes Profil, b) Ansaugquerschnitt der Variante V1 bei vollständig geschlossenen Schaufeln

findlichkeit gegen Fehlanströmung zu reduzieren. Die drei Vorleitgittervarianten sind aus 11 gleichmäßig über den Umfang verteilten Schaufeln zusammengesetzt. Sie weisen eine geringfügige Überdeckung auf, um eine möglichst gute Führung der Strömung zu erreichen. Der maximal einstellbare Staffelungswinkel beträgt daher etwa  $\alpha_{\text{VLR,max}} = 80^\circ$ . Die Außenkontur des Schaufelträgerringes ist für alle drei Varianten kugelig ausgedreht (vergl. Bild 4). Die entsprechende Außenkontur der Vorleitschaufeln ist kreisförmig. Auf diese Weise ist es möglich, die Vorleitschaufel in beliebige Positionen zu verdrehen, wobei der Radialspalt an der Außenwand immer unverändert bei etwa  $s_{\text{La}} = 0.1 \text{ mm}$  bleibt.

#### 4.2.1 Vorleitgitter V1 mit zylindrischer Strömungsführung

Um Nachlaufzellen und sonstige Störungen in der Strömung auszugleichen ist man üblicherweise bestrebt, hinter dem Vorleitgitter eine Beschleunigung der Meridianströmung herbeizuführen. Dies kann durch eine Einschnürung des Strömungskanals bis zum Laufradeintritt realisiert werden. Bei der Untersuchungsvariante V1 ist der Einlaufkanal zwischen Vorleitgitter und Laufradeintritt zylindrisch ausgeführt (Bild 4). Es erfolgt daher nur eine geringfügige Beschleunigung der Meridianströmung zwischen Vorleitgitter und Laufradeintritt aufgrund der Verdrängungswirkung der Laufradnabe. Insofern kann das Vorleitgitter V1 als Grenzfall angesehen werden, da eine Erweiterung des Strömungsquerschnittes wegen der resultierenden Verdickung der Wandgrenzschichten in Hinblick auf eine optimale Laufradanströmung vermieden werden sollte. Ein Foto der Vorleitgitterbeschaufelung bei einem Anstellwinkel von  $\alpha_{\text{VLR}} = +40^\circ$  ist in Bild 10 gezeigt. Die Einstellung des Anstellwinkels erfolgt für jede Schaufel getrennt über einen von außen zugänglichen Stellmechanismus. Die exakte und mechanisch feste Positionierung wird dabei über Befestigungsschrauben sicherge-

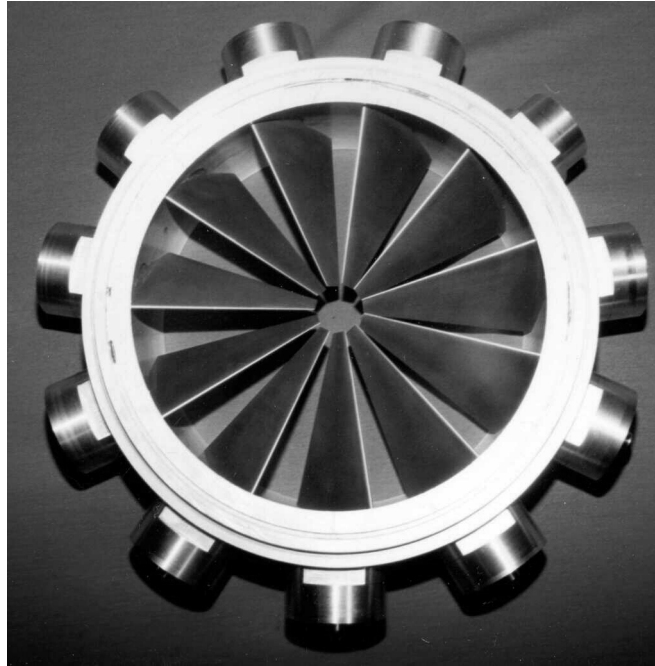


Bild 10: Foto des Vorleitgitters V1 bei einem Anstellwinkel von  $\alpha_{\text{VLR}} = +40^\circ$

stellt, die den Schaufelschaft mit Hilfe eines vorgegebenen Bohrungsmusters auf einer Stellscheibe halten. Im Zentrum der Beschauelung ist die Öffnung erkennbar, die auch bei vollständigem Schließen der Schaufeln verbleibt. Die Fläche der Öffnung bestimmt für eine gegebene Drehzahl den minimal möglichen Durchsatz durch den Verdichter. Sie wird in der Praxis so festgelegt, daß in jedem Fall die entstehende Verlustwärme in ausreichendem Maße abgeführt werden kann, ohne das Laufrad zu überhitzen. Bei der hier untersuchten Gittervariante V1 beträgt die Fläche ca. 1.5% des Strömungsquerschnittes am Leitgitteraustritt.

#### 4.2.2 Vorleitgitter V2 mit starker Beschleunigung der Meridianströmung bis Laufradeintritt

Die Entwicklung des Strömungsfeldes zwischen Vorleitgitter und Laufradeintritt hängt wesentlich von der Größe des Öffnungsverhältnisses ( $D_0/D_1$  = Durchmesser Leitrad-eintritt / Durchmesser Laufradeintritt) und der gehäuseseitigen Außenkontur (Bild 11) ab, da diese den Grad und den Verlauf der Strömungsbeschleunigung vor dem Laufrad festlegen. Das Ziel bei Verwendung des Vorleitgitters V2 ist es, die Umlenkung bei kleineren Geschwindigkeiten zu realisieren und dadurch die Verluste zu reduzieren, weiterhin durch eine Beschleunigung der Strömung den Einfluß der Ablösung der Schaufeln und der sich ausbildenden Wandgrenzschicht zu minimieren und die Zuströmverhältnisse zum Laufrad zu verbessern. Das für die Versuche verwendete Öffnungsverhältnis wurde auf  $D_0/D_1 = 1.423$  festgesetzt, was einem Flächenverhältnis (Ansaugquerschnitt / Eintrittsquerschnitt Laufrad) von  $A_0/A_1 = 2.258$  entspricht.

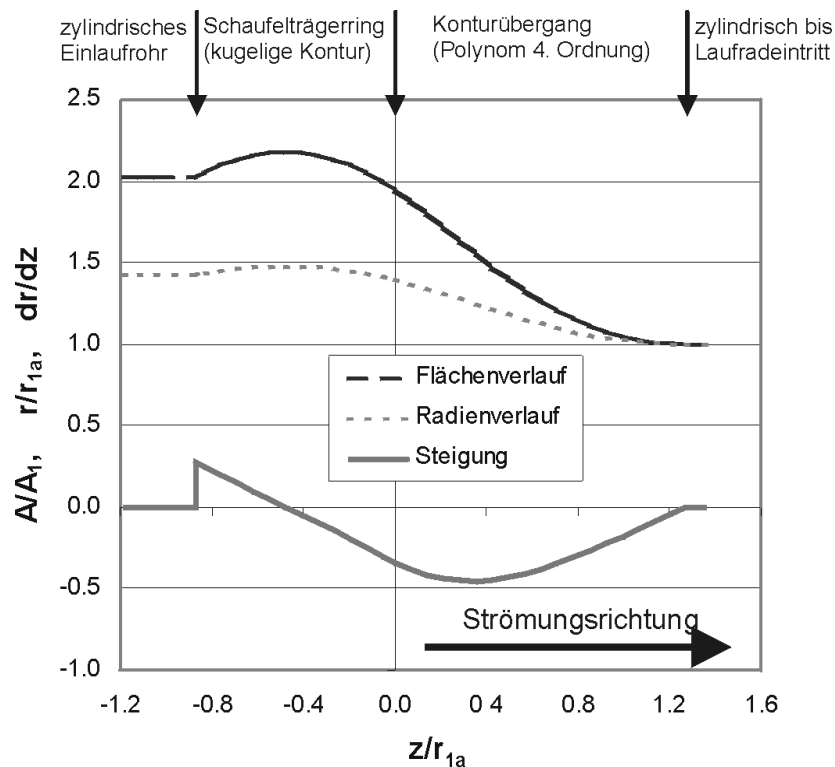


Bild 11: Verlauf der Außenkontur für Einlaufkonfiguration V2 und V3

Der Konturverlauf wurde mittels eines polynomischen Ansatzes so festgelegt, daß ein stetiger Verlauf ohne Knicke oder Sprünge vom Vorleitrad bis zum Laufradeintritt sichergestellt ist.

## 4.2.3 Vorleitgitter V3 mit Nabenkörper

Als Folge der Umfangskomponente der Geschwindigkeit in der Laufradzuströmung entsteht ein Zentrifugalfeld mit einer starken Druckabsenkung von der Außenwand bis zum Nullradius. Dies erhöht die Gefahr einer Rückströmung (Nabentotwasser) in der verschleißt

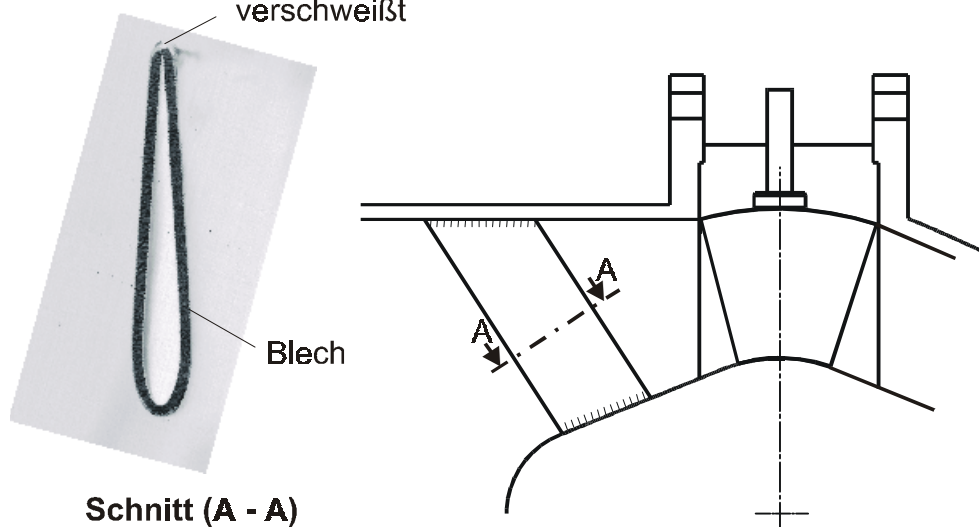


Bild 12: Nabenkörper mit einer von drei Einlaufstreben (links Schnittdarstellung)

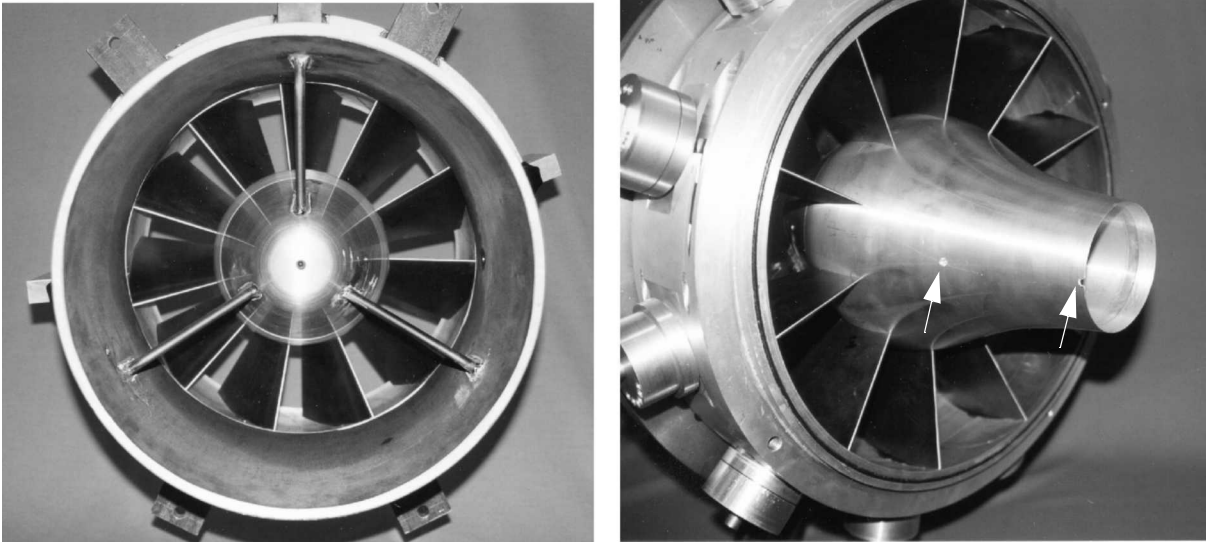


Bild 13: Vorleitgitter V3 mit Einlaufstreben und Nabenkörper (links), lauftradseitiger Blick auf den Nabenkörper mit Bohrungen zum Versenken des Sondenkopfes (rechts)

Kanalmitte und führt zu ausgeprägten Sekundärströmungen, wodurch sich niederenergetisches Fluid im Zentrum des Kanals sammelt. Die Einsetzung eines Nabenkörpers ermöglicht deshalb eine weitere Verbesserung der Radeintrittsströmung (Bild 4). Der Nabenkörper bewirkt außerdem eine größere Flächenversperrung im Bereich des Vorleitrades, was dort zu größeren Meridiansgeschwindigkeiten und damit bei gleichem Anstellwinkel des Leitrades auch zu größeren Umfangskomponenten der Geschwindigkeit am Leitradaustritt führt. Bei annähernder Erhaltung des Dralls ( $c_u \cdot r = \text{const}$ ) kann die Umfangskomponente der Geschwindigkeit bis zum Laufradeintritt noch weiter gesteigert werden, d.h. die Regelwirkung wird bei gleicher Schaufelstellung verstärkt. Der still stehende Nabenkörper wird von einem aus drei um je  $120^\circ$  versetzten Streben bestehenden Einlaufstern gehalten (Bild 12). Die Einlaufstreben bestehen aus Stahlblech, das so gebogen wurde, daß sich eine strömungsgünstige Form ergibt. An den Hinterkanten wurden die Streben verschweißt und verschliffen. Die Verbindung der Streben mit dem Nabenkörper und dem Einlaufrohr erfolgte ebenfalls durch Schweißen. Die Vorleitschaufeln wurden innen analog zur Außenkontur kugelig abgedreht. Zu dem im Bereich der Vorleitschaufeln ebenfalls kugelig gedrehten Nabenkörper kann so unabhängig von der Leitschaufelstellung ein konstanter innerer Spalt von  $s_{Li} = 0.3 \text{ mm}$  eingehalten werden. Fotos des eingebauten Nabenkörpers sind in Bild 13 gezeigt. Im Bild links ist der Blick in Richtung der Hauptströmung bei einem Anstellwinkel von  $\alpha_{VLR} = +40^\circ$  dargestellt. Das Bild rechts zeigt den hinteren Teil des Nabenkörpers bei axialer Schaufelstellung. Der Nabenkörper ist in den Meßebenen NLe und VLa mit Bohrungen versehen, um eine Kollision der Sondenköpfe bei Annäherung an den Nabenkörper zu vermeiden (siehe Pfeile).



### 4.3 Meßtechnik

#### 4.3.1 Meßtechnik zur Bestimmung der Stufenkennfelder

In Bild 14 sind die Meßstellen eingetragen, die zur Bestimmung der Stufenkennfelder sowie der isentropen Verdichterwirkungsgrade verwendet wurden. In der Ansaugkammer, der Meßebene vor dem Verdichter, wird der Druck  $p_K$  und die Temperatur  $T_K$  gemessen. Aufgrund der großen Abmessungen dieser Kammer ( $D = 1.5 \text{ m}$ ) sind hier die statischen und totalen Werte von Druck und Temperatur nahezu gleich, da die Strömungsgeschwindigkeiten sehr klein sind. An der Druckseite des Verdichters werden in einer Leitung mit einem Durchmesser von 200 mm der Totaldruck  $p_t$  und die Totaltemperatur  $T_t$  gemessen. Es sind drei Kielsonden für die Totaldruckmessung und drei Fenstersonden für die Messung der Totaltemperatur jeweils um  $120^\circ$  versetzt in die Rohrleitung eingebaut. Der Einbau der Sonden ist so vorgenommen, daß alle Meßfühler auf einem zur Rohrleitung konzentrischen Durchmesser von 100 mm liegen. Darüber hinaus wird in der Druckleitung an vier Stellen am Umfang der statische Wanddruck bestimmt. Der Massenstrom wird, wie bereits erwähnt, über eine in der Druckleitung eingebaute Normdüse nach DIN 1952 gemessen (vergl. Bild 3). Die Drehzahlmessung erfolgt über einen an der Motorkupplung applizierten induktiven Aufnehmer.

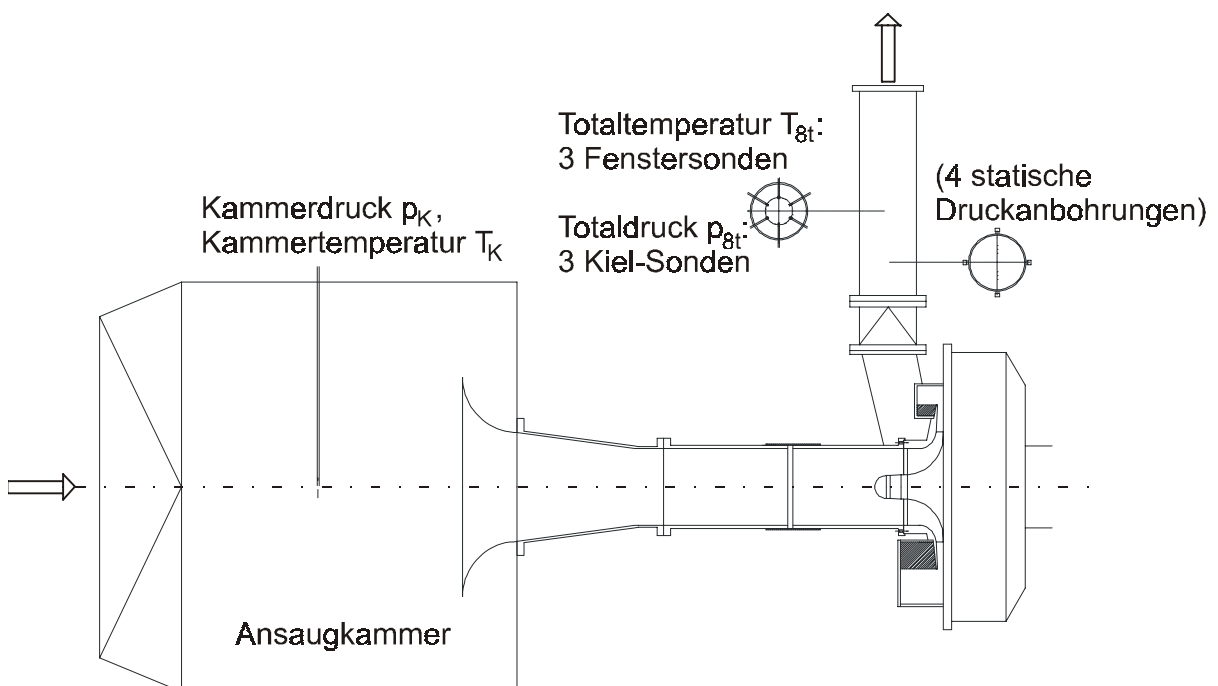


Bild 14: Meßstellen zur Messung der saug- und druckseitigen Stufendaten

### 4.3.2 Periphere Druckverteilung im schaufellosen Diffusor

Die Bestimmung des Zustands am Austritt des Laufrades und des schaufellosen Diffusors kann über eine Messung der jeweiligen repräsentativen Mittelwerte des statischen Druckes erfolgen. Zur Messung der peripheren statischen Druckverteilung im Diffusor sind daher bei Radienverhältnissen von  $r/r_2 = 1.05$  und  $1.45$  jeweils 10 statische Druckanbohrungen über den Umfang verteilt in der Rückwand des Verdichters angebracht worden. Die radiale und periphere Lage der Meßstellen kann Bild 15 entnommen werden. Im Bereich der Spiralenzunge wurde der Abstand der statischen Druckanbohrungen dichter gesetzt, da hier die größten Druckstörungen zu erwarten sind.

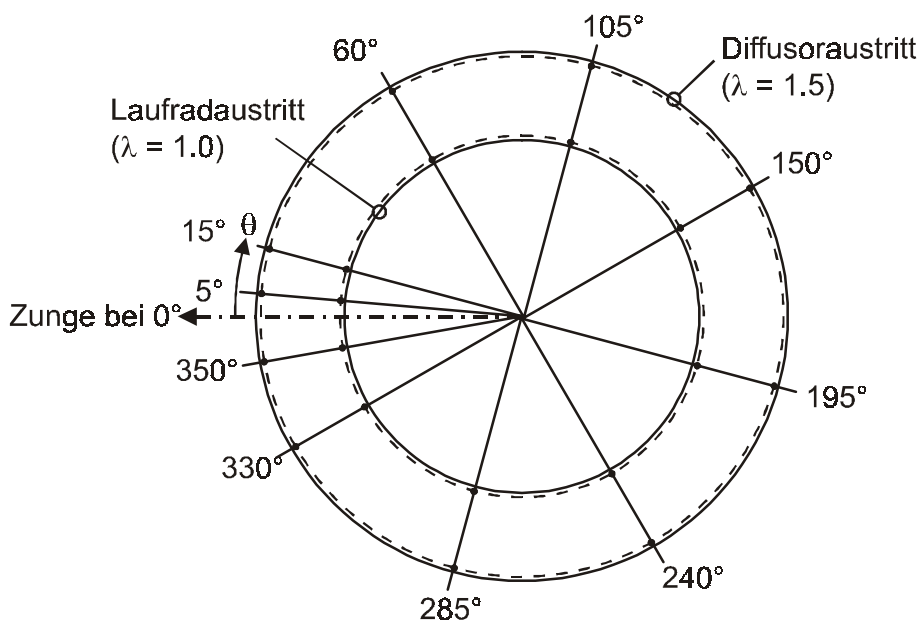
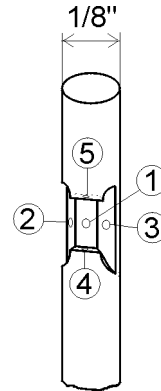


Bild 15: Meßstellen für die statische Druckmessung im Diffusor bei  $r/r_2 = 1.05$  und  $1.45$

### 4.3.3 Strömungsabtastung mit Fünfloch-Sonden

Um ein möglichst detailliertes Bild der Strömungsvorgänge im Bereich des Vorleitgitters zu erhalten, ist eine Strömungsabastung in den 3 Meßebenen vor Leitrad (VLe), nach Leitrad (NLe) und vor Laufrad (VLa) durchgeführt worden (vergl. Bild 4). Die axiale Position der Meßebenen ist für alle untersuchten Geometrien identisch. Die genauen Positionen sind in Tabelle A2 aufgelistet. Die Messungen in den 3 Meßebenen wurden mit Hilfe von Fünflochsonden der Fa. United Sensor durchgeführt (Bild 16).

Bild 16: Kopf der für die Strömungsab-  
tastung ein-  
gesetzten  
Fünflochsonden



Die nach dem schaufellosen Diffusor angebrachte Sammelspirale bewirkt beim Betrieb jenseits des Auslegungspunktes eine Störung der Rotationssymmetrie der Strömung hinter dem Laufrad, die bis vor den Laufradeintritt zurückwirken kann. Die Sonden wurden daher peripher um  $180^\circ$  zur Spiralenzunge versetzt angeordnet, um eventuelle Rückwirkungen der Spirale auf die Sondenmessungen nach Möglichkeit zu vermeiden. Zur Traversierung der Sonden in axialer Richtung dient je eine schrittmotorgesteuerte Sondenstellvorrichtung (s. Bild 17). Neben der Traversierung in axialer Richtung ist eine Drehung der Sonde um ihre Achse möglich. In Umfangsrichtung stehen die Sondenstellvorrichtungen fest und können nicht gedreht werden. Um dennoch unterschiedliche periphere Stellungen der Sonden zum Vorleitgitter anfahren zu können, ist der Schaufelträgerring über eine Passung mit den druck- und saugseitig angeschlossenen Einlaufteilen verbunden. Der Schaufelträgerring wird dann von außen so verspannt, daß einerseits eine zuverlässige Abdichtung gegen Leckageströme gewährleistet ist und andererseits im Betrieb eine Drehung des Schaufelträ-

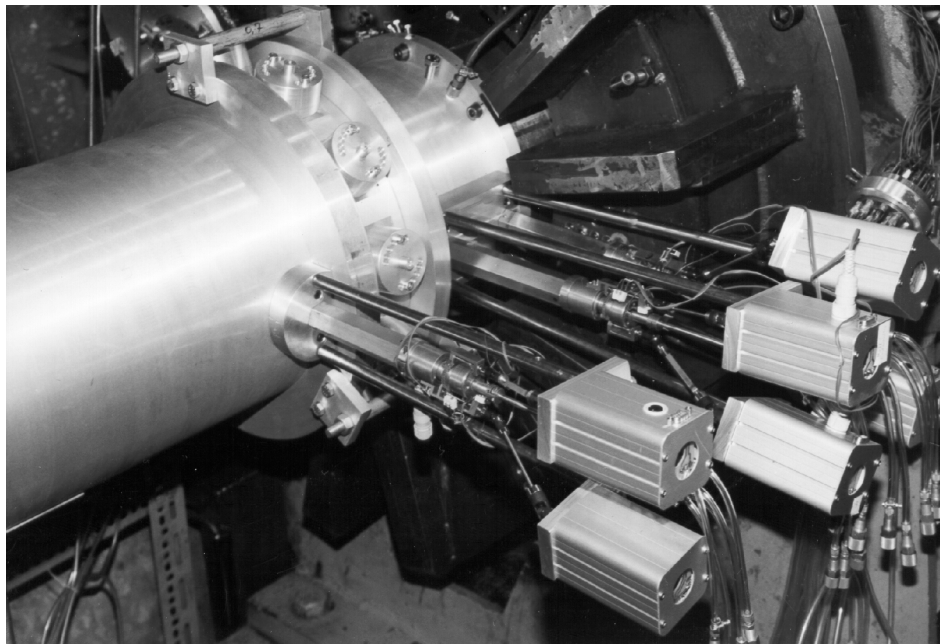


Bild 17: Radialverdichtereinlauf mit drei schrittmotorgesteuerten Sondenstellvorrichtungen (Einlaufvariante V1)

gerringes vorgenommen werden kann. Auf diese Weise können mit den Sonden auch in Umfangsrichtung verschiedene Meßpositionen angefahren werden.

Bild 18 zeigt beispielhaft ein Abtastfeld für die Vorleitgittervariante V1 (Meßebe NLe). Die Winkelangaben kennzeichnen die Umfangsposition der Achse einer Leitschaufel im Vergleich zur Achse der betrachteten Sonde. An jedem Gitterpunkt wurde eine Bestimmung des Strömungszustandes vorgenommen. Für die anderen Gittervarianten bzw. Meßebenen ergeben sich ähnliche Verhältnisse. Bei der späteren Analyse der Meßergebnisse ist zu beachten, daß die Traversierungen in der Meßebe vor Laufrad (VL<sub>a</sub>) nicht bis zum Radius null erfolgen konnten, da sich dort die drehende Nabe des Laufrades befindet.

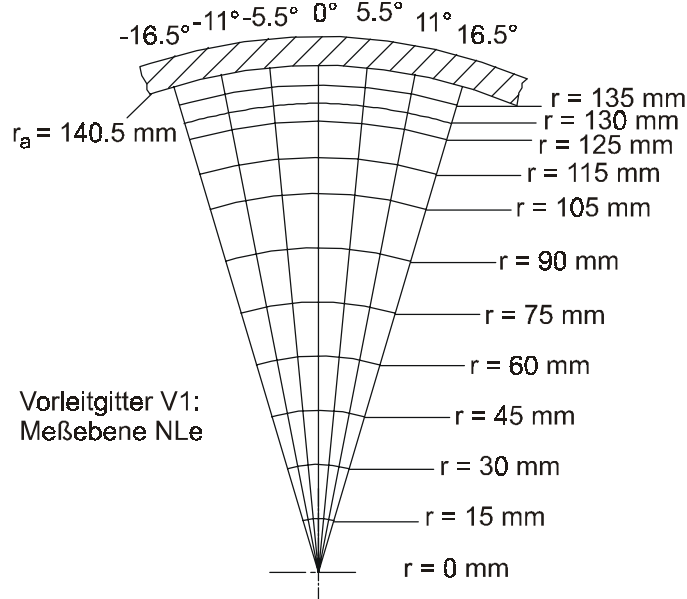


Bild 18: Beispiel eines Abtastfeldes (Meßebe NLe, Vorleitgitter V1)

Bild 19 zeigt die Verhältnisse am Sondenkopf für einen Geschwindigkeitsvektor  $\vec{c}$ , der sich aus den 3 Komponenten in Axial-, Umfangs- und Radialrichtung zusammensetzt. Der Strömungswinkel  $\alpha$  in Umfangsrichtung wurde durch einen Druckabgleich (Bubbeln) der seitlichen Meßbohrungen 2 und 3 (vergl. Bild 19) durch Drehen der Sonden um ihre Achse bestimmt. Die übrigen Strömungsgrößen  $p_{\text{tot}}$ ,  $p$ ,  $c_{\text{ax}}$ ,  $c_u$ ,  $c_r$  können nach einer vorhergehenden Sondenkalibrierung bestimmt werden. Die Kalibrierung der Fünflochsonden wurde im Niedergeschwindigkeits-Kalibrierkanal des Institutes für eine konstante Anströmmachzahl von  $M = 0.18$  durchgeführt. Ein wesentlicher Einfluß der Kompressibilität auf die Kalibrierdaten war in dem untersuchten Bereich nicht zu erwarten, da die maximale Anströmmachzahl des Vorleitgitters  $M = 0.21$  beträgt. Die Kalibrierkurven für die in der Meßebe vor Laufrad (VL<sub>a</sub>) eingesetzten Sonden sind in Bild B1 (Anhang B) dargestellt. Während der Abtastung der Strömung erfolgt nach dem Abgleich der Sonde in Strömungsrichtung (Bestimmung von  $\alpha$  in Bild 19) die Messung der Druckdifferenzen  $p_4 - p_5$  und  $p_1 - p_2$  (s. Bild 16). Über den in Bild B1

oben links dargestellten „Pitch Angle Pressure Coefficient“ (PAC) kann der in Bild 19 mit  $\gamma$  bezeichnete Anströmwinkel ermittelt werden. Der in Bild B1 rechts dargestellte „Velocity Pressure Coefficient“ (VPC) gestattet dann mit der Kenntnis des Winkels  $\gamma$  die Berechnung der Druckdifferenz  $p_t - p_s$ . Aus dem „Total Pressure Coefficient“ (TPC) folgt schließlich die Druckdifferenz  $p_1 - p_t$  und nach Messung von  $p_1$  der Totaldruck  $p_t$ . Nun sind  $p_s$  und die Strömungsmachzahl  $M$  und mit Kenntnis der Temperatur  $T$  auch die Absolutgeschwindigkeit  $\vec{c}$  mit ihren drei Komponenten  $c_{ax}$ ,  $c_u$  und  $c_r$  bestimmbar.

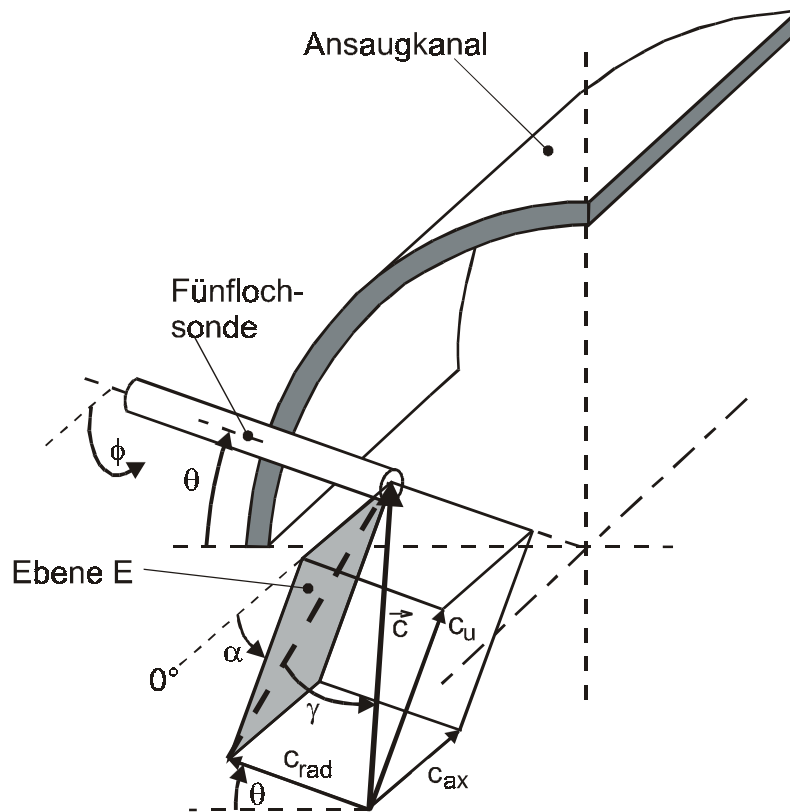


Bild 19: Zuflussverhältnisse am Sondenkopf

#### 4.3.4 Statische Druckanbohrungen auf zwei Vorleitschaufeln der Variante V1

Das Strömungsfeld zwischen den Vorleitschaufeln ist einer Messung nur sehr schwer zugänglich, da dort insbesondere bei stark angestellten Schaufeln extreme Geschwindigkeitsgradienten und ausgedehnte, zum Teil instationäre Ablösegebiete auftreten können. Um dennoch einen Eindruck von der Strömung im Schaufelkanal zu erhalten, wurden auf zwei Vorleitschaufeln der Variante V1 jeweils einmal die Saug- und einmal die Druckseite mit Druckmeßbohrungen versehen. Die Anordnung der Druckmeßbohrungen kann Bild 20 entnommen werden. Die 10 äquidistant entlang der Skelettlinie verteilten Druckmeßbohrungen befinden sich bei axialer Schaufelstellung in einem Abstand von 101.2 mm von der Drehachse des Laufrades.

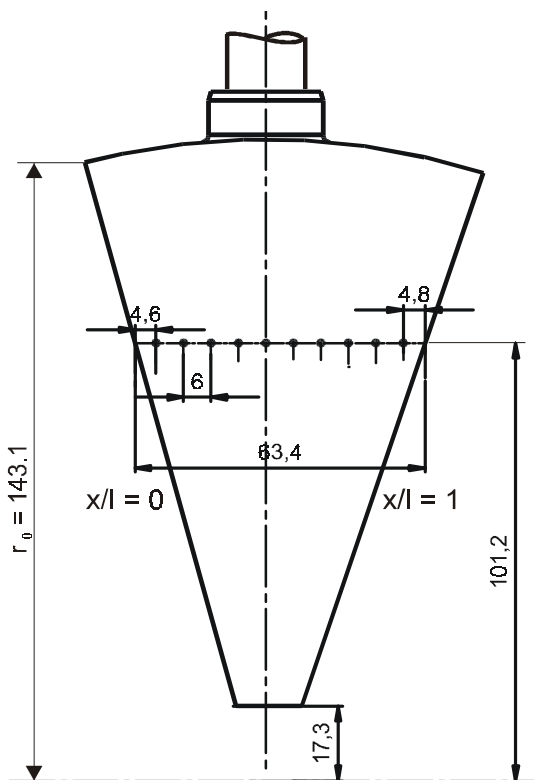


Bild 20: Positionen der statischen Druckanbohrungen auf je einer Druck- und einer Saugseite einer Vorleitschaukel der Variante V1



Bild 21: Zwei Vorleitschaukeln der Variante V1 mit statischen Druckanbohrungen (links), Schaukeln im eingebauten Zustand (rechts)

Der Radius wurde so gewählt, daß der innere und der äußere Strömungsquerschnitt gleiche Flächen haben. Die Druckmeßbohrungen sind mit Kupferröhrchen verbunden, die jeweils auf die Rückseite der Schaufeln durchgeführt sind. Dort wurden sie in gefräste Kanäle eingelegt, und die Oberfläche verspachtelt und glatt geschliffen (Bild 21 links). Die Kupferröhrchen sind durch den Schaufelschaft nach außen geführt, wo sie über Kupplungen und Schläuche mit den Druckaufnehmern der Meßwerterfassungsanlage und parallel dazu mit wassergefüllten U-Rohren verbunden werden können. Die Schaufeln im eingebauten Zustand sind in Bild 21 rechts gezeigt. Die präparierten Schaufeln sind nebeneinander eingebaut, wobei die Druckanbohrungen in unterschiedlichen Schaufelkanälen liegen, um einen möglichen Störeinfluß von den Kupferröhrchen weitgehend auszuschließen.

#### 4.3.5 Meßdatenerfassung

Ein Steuerungsrechner schickt die zum Positionieren der Sonden dienenden Verfahr-befehle über die serielle Schnittstelle an den Controller der Schrittmotorsteuerungen für die einzelnen Sondenverstellvorrichtungen. Aufgrund der relativ großen Distanz bis zu den Steuerungseinheiten der Schrittmotoren (ca. 20 m) muß dabei das RS232-Signal in ein RS422-Signal umgewandelt werden, bevor es an der Schrittmotorsteuerung wieder in ein RS232-Signal zurückgewandelt wird (Bild 22). Auf diese Weise können die Steuerungsbefehle auch über größere Entfernungen (bis zu etwa 1000m) störungsfrei übertragen werden. Die Schrittmotorsteuerungen für die Sondenverstellvorrichtungen sind dabei durch ein Bussystem verbunden.

Der Steuerungsrechner spricht die Steuerungen über eine vorher definierte Geräte-nummer an. Nach Einbau und Justierung der Sonden werden über den Steuerungsrechner Verfahrbefehle für die axiale ( $x$ ) und die Umfangsrichtung ( $\phi$ ) eingegeben, so daß die in Bild 18 gezeigten Sondenpositionen nacheinander angefahren werden können.

Die Messung aller Drücke und Temperaturen erfolgt mit Hilfe der in der Meßkabine untergebrachten automatischen Meßdatenerfassung (Bild 22). Parallel dazu werden die aufgenommenen Drücke über die angeschlossenen Quecksilbermanometer kontrolliert. Die in Bild 22 eingezeichneten piezoresistiven Druckaufnehmer wandeln die gezeigten Differenzdrücke am Sondenkopf in analoge Spannungssignale um. Die Meßsignale werden dann zusammen mit den zur Bestimmung des Kennfeldpunktes erforderlichen analogen Meßwerten ( $p_K, \dots$ ) an den Multiplexer eines VME-Bus-Rechners weitergegeben. Der Ausgang des Multiplexers ist mit dem Eingang eines AD-Wandlers verbunden. Parallel dazu gelangen die mittels Ni-Cr-Ni-Thermoelementen gemessenen Thermospannungen in ein Multimeter. Über die IEC-Bus-Schnittstelle des Multimeters können die digitalisierten Meßwerte dann an den Meßrechner übertragen werden. Die digital vorliegenden Meßwerte werden schließlich vom Meßrech-

ner auf Datenträger gespeichert und stehen dann für eine weitere Auswertung zur Verfügung.

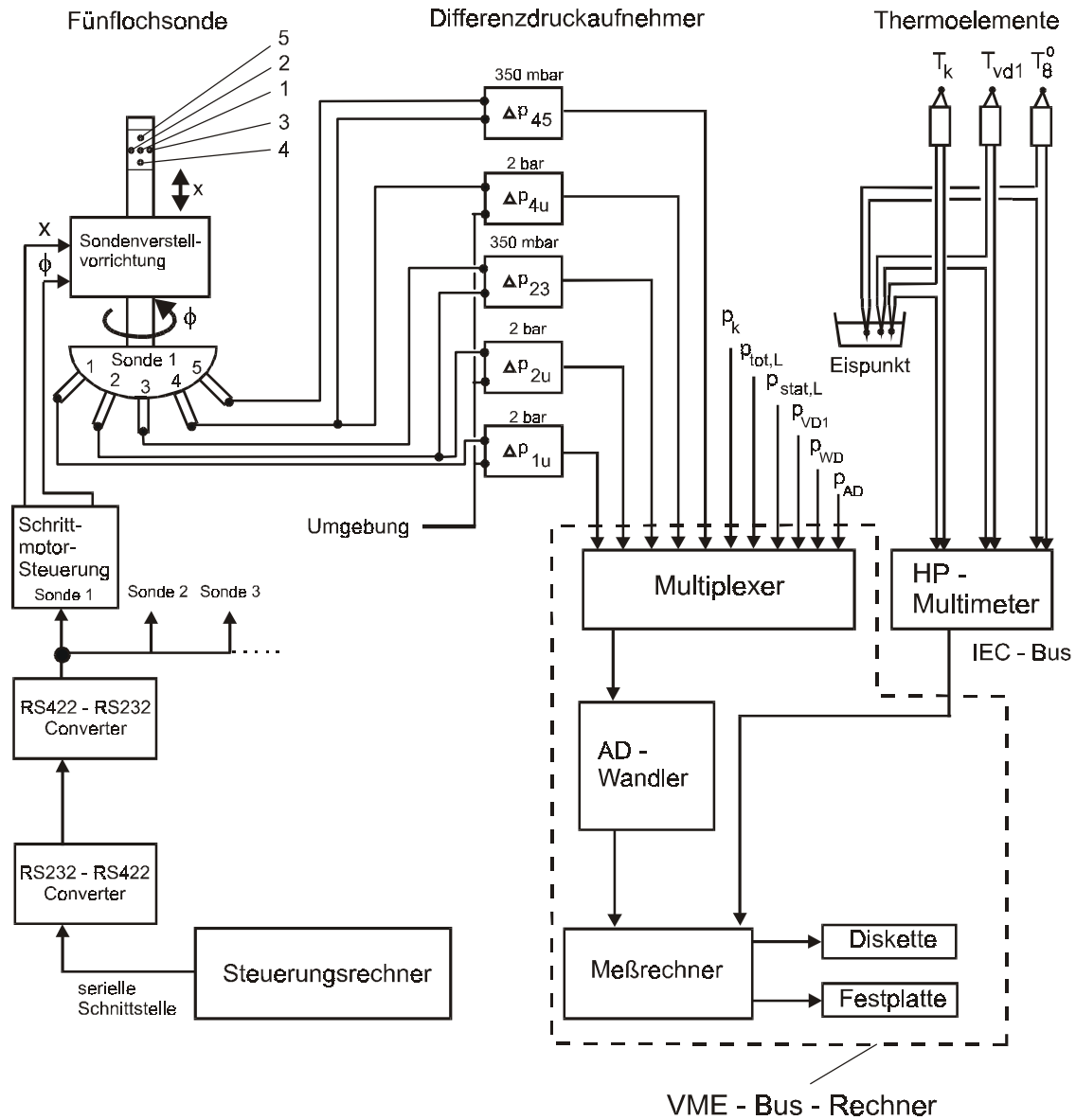


Bild 22: Schema der Meßwerterfassung





für verschiedene Umfangsmachzahlen. Der Nennpunkt befindet sich bei  $\varphi = 0.133$  und  $M_{u2} = 1.11$ , was einem reduzierten Massenstrom von  $m_{\text{red}} = 7.74 \text{ kg/s}$  und einer reduzierten Drehzahl von  $n_{\text{red}} = 18000 \text{ 1/min}$  entspricht. Die Reynoldszahl der Lauf-  
radanströmung beträgt im Nennpunkt  $Re_{D1} = 1.9 \cdot 10^6$ . Hier liegt in etwa der Punkt des besten Stufenwirkungsgrades. Es wurde die Definition des inneren isentropen Stufen-  
wirkungsgrades verwendet:

$$\eta_{i,s} = \frac{\Delta h_{s,t}}{\Delta h_t} \quad \text{Gl. (9)}$$

Rechts vom Optimalpunkt fallen die Kennlinien und das Wirkungsgradniveau auf-  
grund der zunehmenden Verluste in Rotor und Stator stark ab. Ab einer Umfangs-  
machzahl von  $M_{u2} = 0.86$  ist auch zur Pumpgrenze hin ein spürbarer Kennlinienabfall  
festzustellen. Für die Praxis bedeutet dies, daß der Verdichter in diesem Bereich nicht  
mehr betrieben werden sollte, da aus Stabilitätsgründen ein Restanstieg der Kennlinie  
vor der Pumpgrenze erhalten bleiben muß.

Das bei einer Umfangsmachzahl von  $M_{u2} = 0.86$  gemessenen Drallkennfeld mit dem  
Vorleitgitter V1 zeigt Bild 24. Die entsprechenden Drallkennfelder für die Vorleitgitter  
V2 und V3 sind in Bild 25 und Bild 26 gezeigt. Es wurden Anstellwinkel des Vorleitgit-  
ters von  $\alpha_{\text{VLR}} = -20^\circ, 0^\circ, +20^\circ, +40^\circ, +60^\circ$  und  $+75^\circ$  gemessen. Dabei entspricht wie-

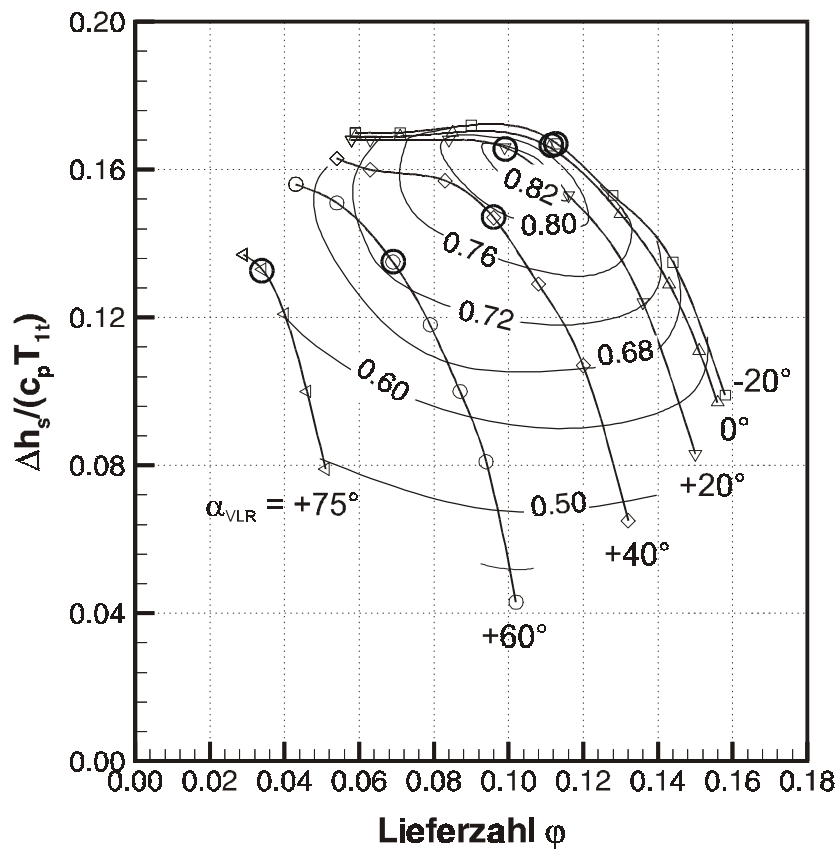
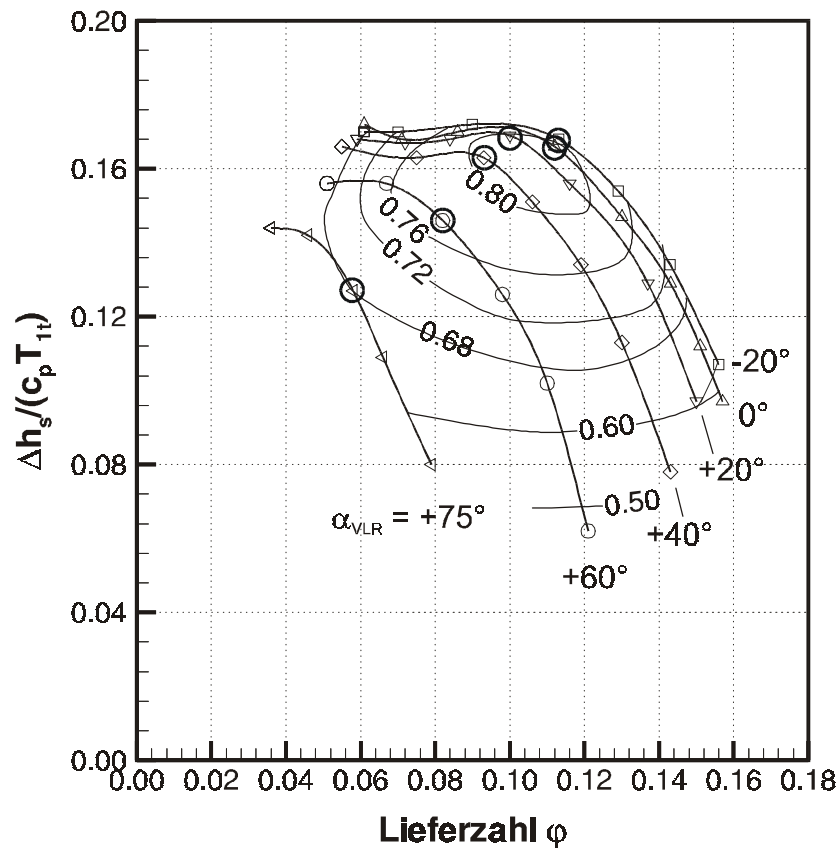


Bild 24: Gemessenes Drallkennfeld der Stufe mit Vorleitgitter V1 ( $M_{u2} = 0.86$ )

Bild 25: Gemessenes Drallkennfeld der Stufe mit Vorleitgitter V2 ( $M_{u2} = 0.86$ )

der ein negatives Vorzeichen einem Gegendrall, also Drall entgegen der Laufraddrehrichtung und ein positives Vorzeichen einem Mitdrall. Bei axialer Schau felstellung ( $\alpha_{VLR} = 0^\circ$ ) ist kein nennenswerter Unterschied zwischen den drei Varianten V1 bis V3 feststellbar. Lediglich bei extremer Teillast in der Nähe der Pumpgrenze ergeben sich gewisse Unterschiede im Kurvenverlauf. KÄMMER [41] konnte bei seinen Untersuchungen der Strömung im Bereich der Ablösegrenze am gleichen Prüfstand (allerdings in abweichender Konfiguration) ausgedehnte Rückströmgebiete nachweisen, die sich vom Laufradaustritt entlang der Gehäusewand bis vor den Eintritt des Radialverdichterlaufrades erstreckten. Dieses Phänomen der Rückströmung konnte auch bei der hier untersuchten Verdichterkonfiguration durch Messung der Totaltemperatur und des statischen Druckes 40 mm vor Laufradeintritt beobachtet werden. Diese Rückströmung entlang der Gehäuseaußenkontur führt zusammen mit der unterschiedlichen Einlaufgeometrie vermutlich zu stark unterschiedlichen Laufradanströmungen mit entsprechend unterschiedlicher Verteilung der Anströminzidenz an der Schaufelvorderkante. Diese Differenzen in der Laufradanströmung führen dann zu den genannten Unterschieden im Kennlinienverlauf.

Zunehmende Abweichungen im Kennfeldverlauf ergeben sich bei größer werdenden Mitdrallstellungen des Vorleitgitters. Bei Gittervariante V1 sind die einzelnen Kennlinien im Vergleich zur Variante V2 zunehmend nach links verschoben. Die Gittervari-

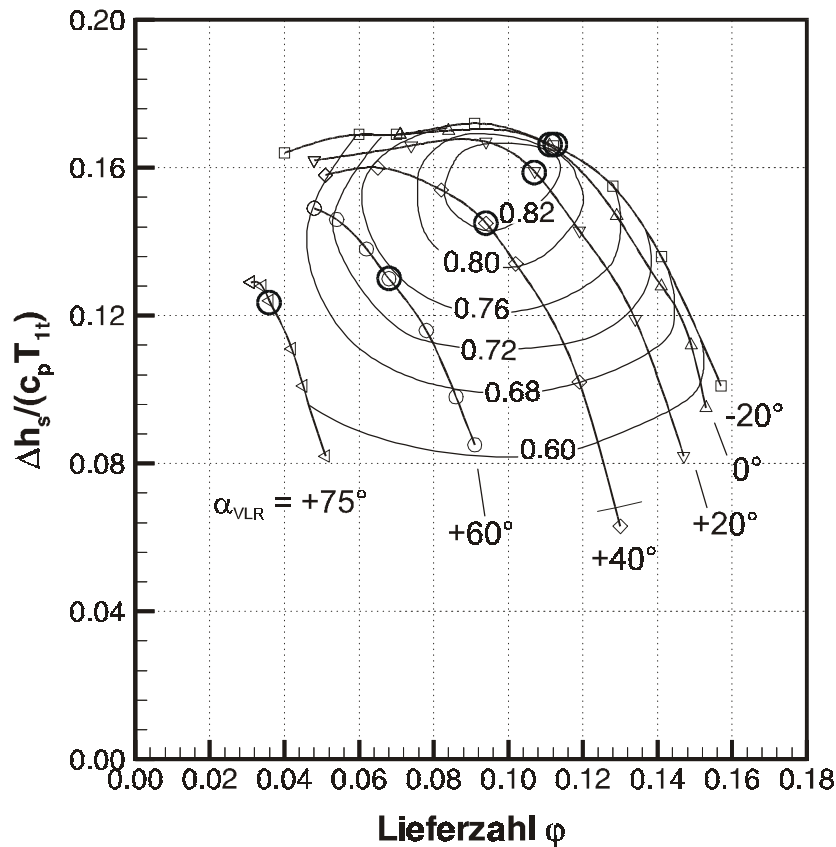


Bild 26: Gemessenes Drallkennfeld der Stufe mit Vorleitgitter V3 ( $M_{u2} = 0.86$ )

ante V1 bewirkt demnach im Vergleich zu V2 eine stärkere Umlenkung. Die Ursache hierfür liegt im insgesamt höheren Geschwindigkeitsniveau im Bereich des Leitgitters der Variante V1, das sich aufgrund der Kontinuitätsbedingung infolge des relativ engen Querschnitts in der Leitgitterebene einstellt. Die Umfangskomponente der Geschwindigkeit ist über den Strömungswinkel (der wiederum mit dem Anstellwinkel des Vorleitgitters gekoppelt ist) direkt der Anströmgeschwindigkeit proportional. Die Umfangskomponente bleibt an der Außenwand aufgrund des konstanten Radius etwa unverändert bis zum Laufradeintritt.

Das Geschwindigkeitsniveau im Bereich des Vorleitgitters V2 ist aufgrund der größeren, durchströmten Fläche geringer. Bei annähernder Erhaltung des Dralls ( $c_u \cdot r = \text{const}$ ) wird die  $c_u$ -Komponente zwar durch die Kontraktion des Kanals bis zum Laufradeintritt beschleunigt, aber die Meridiangeschwindigkeit steigt proportional mit dem Flächenverhältnis (also proportional  $r^2$ ) und der Drallwinkel am Laufradeintritt erreicht darum nicht den Wert von Variante V1.

Der Verlauf der Pumpgrenze ist bei den untersuchten Varianten nur unwesentlich von der Einlaufgeometrie beeinflusst. Die Lage der Wirkungsgradmuscheln der beiden Drallkennfelder für die Varianten V1 und V2 ist recht ähnlich. Tendenziell schneidet in dieser Darstellung die Variante V1 eher etwas besser ab, was nicht unbedingt der Erwartung entspricht, wonach die Strömung im Einlauf der Vorleitradvariante V2

geringere Verluste aufweisen sollte. Man muß allerdings berücksichtigen, daß der hier dargestellte Stufenwirkungsgrad alle Strömungsverluste einschließlich der Verluste am Laufradeintritt und im Laufradkanal beinhaltet und nicht nur die Totaldruckverluste im Einlauf. Die besten Wirkungsgrade werden nicht bei drallfreier Laufradzuströmung, sondern bei einem Anstellwinkel von ca.  $\alpha_{VLR} = +20^\circ$  erreicht. Die Gründe hierfür sollen im weiteren durch detailliertere Untersuchungen der Stufe geklärt werden (siehe Kapitel 7.3).

Durch die Verwendung des Nabenkörpers in Vorleitgittervariante V3 kann die Tendenz zur Ausbildung eines Totwassergebietes im Nachlauf des Vorleitgitters reduziert werden. Darüber hinaus erzeugt der Nabenkörper durch seine Verdrängungswirkung ein im Vergleich zu Variante V2 höheres Niveau der Meridiangeschwindigkeit im Gitter. Die Höhe dieses Niveaus ist nach der Kontinuitätsbeziehung durch die Wahl des Durchmessers des Nabenkörpers (bei gegebenem Außendurchmesser) festgelegt. Da sich die Umfangskomponente der Geschwindigkeit proportional zur Meridiangeschwindigkeit ( $c_u = c_m \tan \alpha$ ) verhält, ist sie im Bereich des Vorleitgitters ebenfalls durch den Durchmesser des Nabenkörpers festgelegt. Aufgrund der Drallerhaltung erfolgt eine weitere von der Änderung des Radius abhängige Beschleunigung der  $c_u$ -Komponente bis zum Laufradeintritt. Die durch den Nabenkörper verbesserte Umlenkung spiegelt sich im Drallkennfeld nach Bild 26 wieder. Die Kennlinien bei großen Mitdrallstellungen sind durch den Einbau des Nabenkörpers gegenüber der Variante V2 nach links verschoben worden. Sie erreichen etwa die Lage der Kennlinien von Variante V1. Trotz der vergrößerten benetzten Oberfläche ist das Niveau des Stufenwirkungsgrades angestiegen, was entweder eine Folge verringerter Verluste im Einlauf oder in der Laufradströmung sein kann.

### 5.2 Strömungsmessungen hinter dem Vorleitgitter

Ausgehend von den in Bild 24 bis Bild 26 gezeigten Kennfeldern ist die Strömung im Bereich des Vorleitgitters näher untersucht worden. Dazu erfolgte eine Strömungsab-tastung in den in Bild 4 gezeigten Meßebenen. Als Ergebnis liegen die Geschwindigkeit nach Betrag und Richtung sowie der Druck an jedem Gitterpunkt des in Bild 18 exemplarisch dargestellten Abtastfeldes vor. Für die Betriebscharakteristik des Verdichters ist in erster Linie die globale Zustandsänderung zwischen Vorleitgitter und Laufrad von Bedeutung. Es soll daher zunächst das Mittelungsverfahren vorgestellt werden, mit dem aus den lokalen Strömungsgrößen umfangsgemittelte bzw. umfangs- und radial gemittelte Werte berechnet wurden. Anhand der gewonnenen repräsentativen Mittelwerte läßt sich dann die globale Zustandsänderung in den drei untersuchten Vorleitgittervarianten beurteilen. Eine einfache auf den Erhaltungssätzen basierende theoretische Betrachtung soll anschließend dem Verständnis der grundsätzlichen Vorgänge zwischen Vorleitgitter und Laufrad dienen. Diagramme der

umfangsgemittelten Werte veranschaulichen daraufhin die radialen Verteilungen der Strömungsgrößen. Hierbei sind Störungen der Rotationssymmetrie z.B. durch Nachlaufzellen und Sekundärströmungen ausgemittelt und die Zuströmverhältnisse am Laufradeintritt können beurteilt werden. Den Abschluß der Betrachtungen bildet schließlich die Analyse des dreidimensionalen Strömungsfeldes anhand der lokal gemessenen Größen.

### 5.2.1 Mittelungsverfahren

Als Ergebnis der Strömungsabtastung in den Meßebenen vor Leitgitter (VLe), nach Leitgitter (NLe) und vor Laufrad (VLa) sind die lokalen Zustände mit der Kenntnis von Druck  $p$ , Temperatur  $T$  und Geschwindigkeit  $\vec{c}$  vollständig beschrieben. Es sollen im weiteren umfangsgemittelte Werte bzw. für den gesamten Strömungsquerschnitt repräsentative Mittelwerte gebildet werden. Die mittlere repräsentative Axialkomponente der Geschwindigkeit resultiert aus der Kontinuitätsbeziehung, wenn zunächst eine mittlere Dichte  $\bar{\rho}$  geschätzt wird:

$$\dot{m} = \bar{c}_z \cdot \bar{\rho} \cdot A = \int_{r_i}^{r_a} \int_0^{2\pi} (c_z \cdot \rho \cdot r) d\phi dr . \quad \text{Gl. (10)}$$

Die mittlere repräsentative Umfangskomponente folgt aus der Erhaltung des Dralls:

$$L = \dot{m} \cdot \bar{r} \cdot \bar{c}_u = \int_{r_i}^{r_a} \int_0^{2\pi} (c_u \cdot c_z \cdot \rho \cdot r^2) d\phi dr . \quad \text{Gl. (11)}$$

Als mittlerer Radius wurde derjenige Radius gewählt, der den Querschnitt in zwei gleich große Flächen teilt (rms-Radius):

$$\bar{r} = \sqrt{\frac{r_a^2 + r_i^2}{2}} . \quad \text{Gl. (12)}$$

Nach Gl. (10) und Gl. (11) folgt für den mittleren Strömungswinkel:

$$\bar{\alpha} = \arctan \frac{\bar{c}_u}{\bar{c}_z} . \quad \text{Gl. (13)}$$

Der mittlere repräsentative statische Druck folgt aus der Forderung, daß das Integral über alle differentiellen Impulse gleich dem Gesamtimpuls sein soll:

$$I = \dot{m} \cdot \bar{c}_z + \bar{p} \cdot A = \int_{r_i}^{r_a} \int_0^{2\pi} (c_z^2 \cdot \rho \cdot r) d\phi dr + \int_{r_i}^{r_a} \int_0^{2\pi} (p \cdot r) d\phi dr . \quad \text{Gl. (14)}$$

Die mittlere Totaltemperatur ist bei Annahme eines adiabaten Systems aus der Messung in der Beruhigungskammer bekannt. Nach Gl. (10) und Gl. (11) folgt dann für die mittlere statische Tempartur:

$$\bar{T} = \bar{T}_t - \frac{\bar{c}_z^2 + \bar{c}_u^2}{2c_p}. \quad \text{Gl. (15)}$$

Es läßt sich dann eine verbesserte Dichte ermitteln, mit der ein Iterationsprozess gestartet werden kann:

$$\bar{\rho} = \frac{\bar{p}}{R \cdot \bar{T}}. \quad \text{Gl. (16)}$$

Zur Beurteilung der radialen Verteilung der Strömungsgrößen werden umfangsgemittelte Größen verwendet. Sie folgen aus den gleichen Beziehungen, wobei jeweils die Integration über den Radius entfällt.

### 5.2.2 Repräsentative Mittelwerte des Strömungswinkels und der Totaldruckverluste

Die Strömungsab tastungen für die drei Varianten V1 bis V3 erfolgten für jede Vorleitgitterstellung bei dem Betriebspunkt mit dem besten Stufenwirkungsgrad. Die Betriebspunkte sind in Bild 24 bis Bild 26 als Kreise eingetragen und in Tabelle A3 zusammengefaßt. Bild 27a zeigt, wie der mittlere repräsentative Strömungswinkel in der Meße b e n e vor Laufrad (VL<sub>a</sub>) für die drei Gittervarianten V1 bis V3 vom Anstellwinkel des Vorleitgitters abhängt. Bei axialer Schaufelstellung ( $\alpha_{\text{VLR}} = 0^\circ$ ) beträgt der Strömungswinkel für alle drei Varianten etwa  $0^\circ$ . Eine Rückwirkung vom Laufrad ist in der Meße b e n e VL<sub>a</sub> demnach nicht festzustellen. Der mittlere Strömungswinkel vor Laufrad  $\alpha_{\text{VL}_a}$  entspricht für die Varianten V1 und V3 ungefähr dem Anstellwinkel des Vorleitgitters  $\alpha_{\text{VLR}}$ , wobei bei Anstellwinkeln von  $\alpha_{\text{VLR}} > 40^\circ$  der Strömungswinkel für Variante V1 gegenüber der Variante V3 etwas geringer ausfällt. Wesentlich geringere Strömungswinkel generiert das Vorleitgitter V2. Bei einem Anstellwinkel von  $\alpha_{\text{VLR}} = 40^\circ$  erzeugt die Variante V2 z.B. einen um ca.  $10^\circ$  geringeren Strömungswinkel als die beiden anderen Varianten. Die Ursache für diese verringerte Umlenkung liegt offensichtlich in der Verengung des Einlaufkanals. Die reduzierte Umlenkung wird durch den Einbau des Nabenkörpers in Variante V3 wieder rückgängig gemacht und zum Teil sogar überkompensiert.

Bild 27b zeigt für die Varianten V1 bis V3 die bezogenen Totaldruckverluste in Abhängigkeit vom Strömungswinkel  $\alpha_{\text{VL}_a}$ . Die Totaldruckdifferenz zwischen den Meße b e n e n VL<sub>e</sub> und NL<sub>e</sub> bzw. VL<sub>e</sub> und VL<sub>a</sub> ist auf den dynamischen Druck in Meße b e n e VL<sub>a</sub> bezogen. Da die Querschnitte der Varianten in dieser Ebene – anders als vor dem

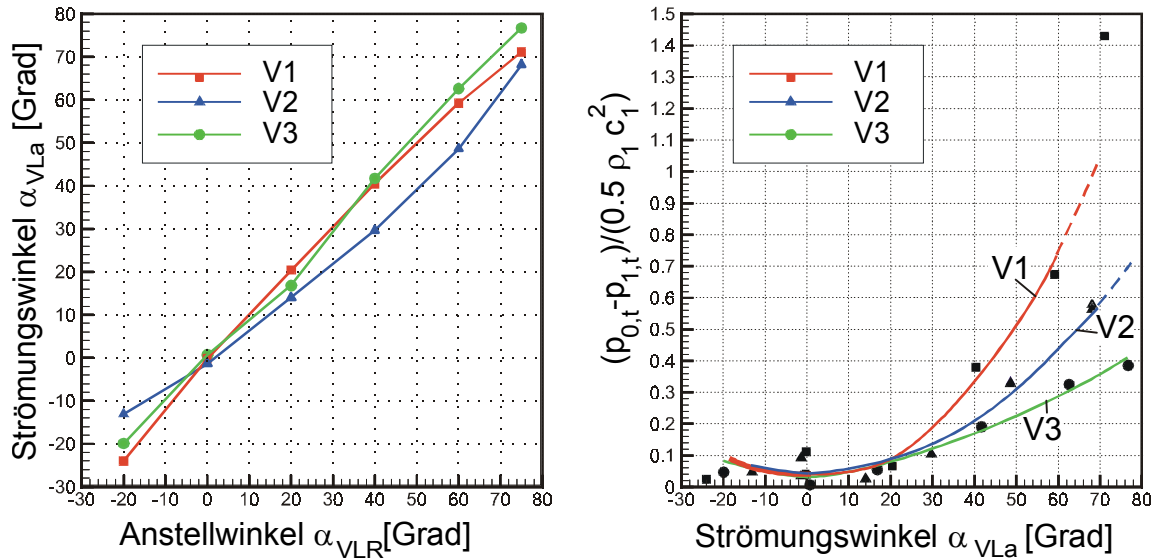


Bild 27: Gemittelte Strömungswinkel (a) und Totaldruckverluste (b) Variante V1 bis V3 in Meßebene VL a

Vorleitgitter – nahezu gleich sind, kann ein direkter Vergleich der so ermittelten Werte durchgeführt werden. In dem Diagramm wurden die Meßpunkte durch Polynome angenähert (siehe durchgezogene Linien). Hierbei ist anzumerken, daß ein solches Polynom die Verhältnisse der Verlustentstehung beim Übergang von einer anliegenden bis zu einer voll abgelösten, bei starker Verstellung vollständig dreidimensionalen Strömung nur unzureichend wiedergeben kann. Außerdem können die Werte der Variante V1 bei dem Strömungswinkel  $\alpha_{VL a} = 72^\circ$  aufgrund der hier registrierten Rückströmung aus dem Laufrad nicht für die Bildung eines repräsentativen Verlustkoeffizienten verwendet werden. Die geringsten Verluste ergeben sich danach erwartungsgemäß bei moderaten Schaufelanstellwinkeln (bzw. Strömungswinkeln) bis zu ca.  $20^\circ$ . Bei größeren Strömungswinkeln steigen die Verluste dann stark an. Hierbei zeichnet sich ab, daß sich die größten Verluste bei dem Vorleitgitter V1 einstellen. Die Verluste in Vorleitgitter V3 sind trotz der zusätzlichen Wandreibungsverluste am Nabenkörper am geringsten. Mit Vorleitgitter V3 lassen sich demnach ähnliche Umlenkungen wie mit Variante V1 erzielen, wobei die Totaldruckverluste gegenüber der Variante V1 erheblich reduziert sind. Die Verluste für die Variante V2 liegen zwischen denen von V1 und V3.

### 5.2.3 Überschlägige Bestimmung des Umlenkverhaltens der Gitter V1 bis V3

Die grundsätzlichen Verhältnisse können mit Hilfe der in Bild 28 dargestellten Definitionen veranschaulicht werden. Wie bereits angedeutet, ist für die Dralländerung von der Ebene L nach Leitgitter bis zur Ebene 1 vor Laufradeintritt die Änderung des Radius maßgebend für die Änderung der Umfangskomponente der Geschwindigkeit. Demgegenüber hängt die Änderung der Meridiankomponente von der Änderung der



Querschnittsfläche ab. Das System Leitgitter-Laufrad wird letztlich durch die in Bild 28 eingetragenen Radienverhältnisse  $v_1$ ,  $v_L$  und  $v_a$  charakterisiert.

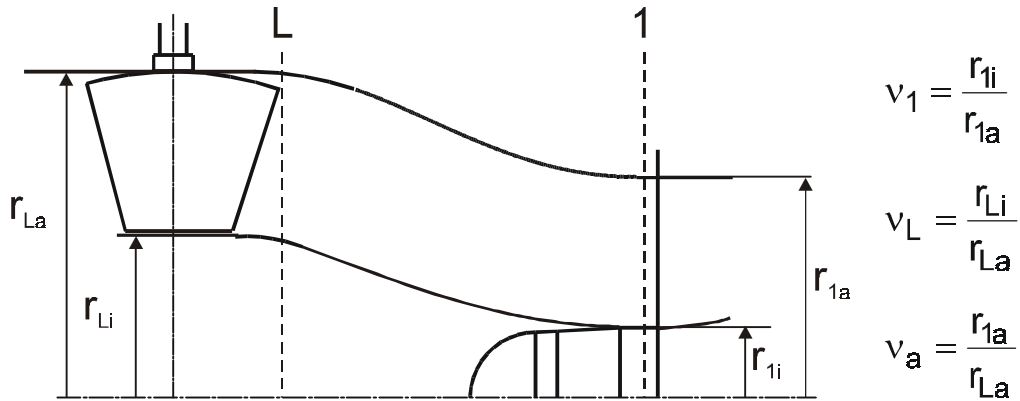


Bild 28: Definition der Radienverhältnisse im Bereich des Vorleitgitters

Die Entwicklung der Strömung zwischen Vorleitgitter und Laufradeintritt kann näherungsweise bestimmt werden, wenn einige vereinfachende Annahmen zugrunde gelegt werden. Es wird zunächst eine inkompressible, reibungsfreie Strömung vorausgesetzt. Der Strömungswinkel hinter dem Vorleitgitter  $\alpha_L$  wird vorgegeben. Die Axialgeschwindigkeit sei konstant über den Radius, aber variabel in axialer Richtung. Durch die Anwendung der Kontinuitätsbeziehung und des Impulsmomentensatzes (Drallerhaltung) auf eine Anzahl  $n$  massengleicher Ringe lässt sich nach entsprechender Flächenmittelung sodann die Änderung des mittleren repräsentativen Strömungswinkels von Ebene L bis zur Ebene 1 näherungsweise berechnen.

Das Ergebnis einer solchen Abschätzung ist in Bild 29 gezeigt. Die Diagramme gelten für das Laufradnabenverhältnis des Versuchsverdichters  $v_1 = 0.321$ . Jedes der dargestellten Diagramme gilt für einen festen Strömungswinkel  $\alpha_L$  in Ebene L (s. jeweils unten links in den einzelnen Diagrammen). Dargestellt ist der Strömungswinkel  $\alpha_1$  in Ebene 1 in Abhängigkeit von den Parametern  $v_L$  und  $v_a$ . Die untersuchten Varianten V1 bis V3 sind als Punkte in den Diagrammen eingetragen. Vorleitgitter ohne Nabenkörper befinden sich auf der Ordinate bei  $v_L = 0$ . In der linken oberen Ecke der Diagramme liegt jeweils das Wertepaar  $(v_L, v_a)$  für die Gittervariante V1 mit  $r_{La} = r_{1a}$  bzw.  $v_a = 1$ . Vorleitgitter mit größerem Außendurchmesser (z.B. V2 und V3) finden sich bei  $v_a < 1$ .

Es wird deutlich, daß der Strömungswinkel  $\alpha_1$  zwischen Vorleitgitter und Laufrad keineswegs konstant bleibt. Vielmehr hängt der sich einstellende Strömungswinkel stark vom Nabenverhältnis  $v_L$  in Ebene L und auch vom Größenverhältnis  $v_a$  ab. Für einen Strömungswinkel von  $\alpha_L = 40^\circ$  hinter dem Leitgitter können sich theoretisch für  $\alpha_1$  am Laufradeintritt in den betrachteten Intervallen  $0 < v_L < 0.9$  und  $0.3 < v_a < 1$  je nach Einlaufgeometrie Winkel zwischen ca.  $10^\circ$  und  $80^\circ$  ergeben. Praktisch wird sicher nur ein Teilbereich der Diagramme von Bedeutung sein, die grundsätzlichen Tendenzen las-

sen sich aber gut erkennen. So wird die Umlenkung umso stärker sein, je größer das Nabenvverhältnis des Vorleitgitters ist. Außerdem wird die Umlenkung umso stärker, je größer das Größenverhältnis  $v_a$  wird. Die Gittervariante V3 erzeugt etwas mehr Umlenkung als die Variante V1. Variante V2 hingegen bewirkt deutlich weniger Umlenkung als die beiden anderen Geometrien. Dies stimmt gut mit den gemessenen Drallkennfeldern überein. Ein Vergleich von Bild 24 und Bild 26 zeigt für die Gittervariante V3 im Vergleich zu V1 nur eine geringfügig stärkere Verschiebung der Drallkennlinien. Vergleicht man dagegen V1 und V3 mit V2 in Bild 27, so sieht man, daß das Diagramm aus Bild 29 die Verhältnisse zumindest qualitativ gut wiedergeben kann.

Bei den untersuchten Vorleitgittern liegt das Größenverhältnis  $v_a$  fest. Es beträgt für die Varianten V2 und V3  $v_a = 0.716$ . Mit dem Nabenvverhältnis des Laufrades  $v_1 =$

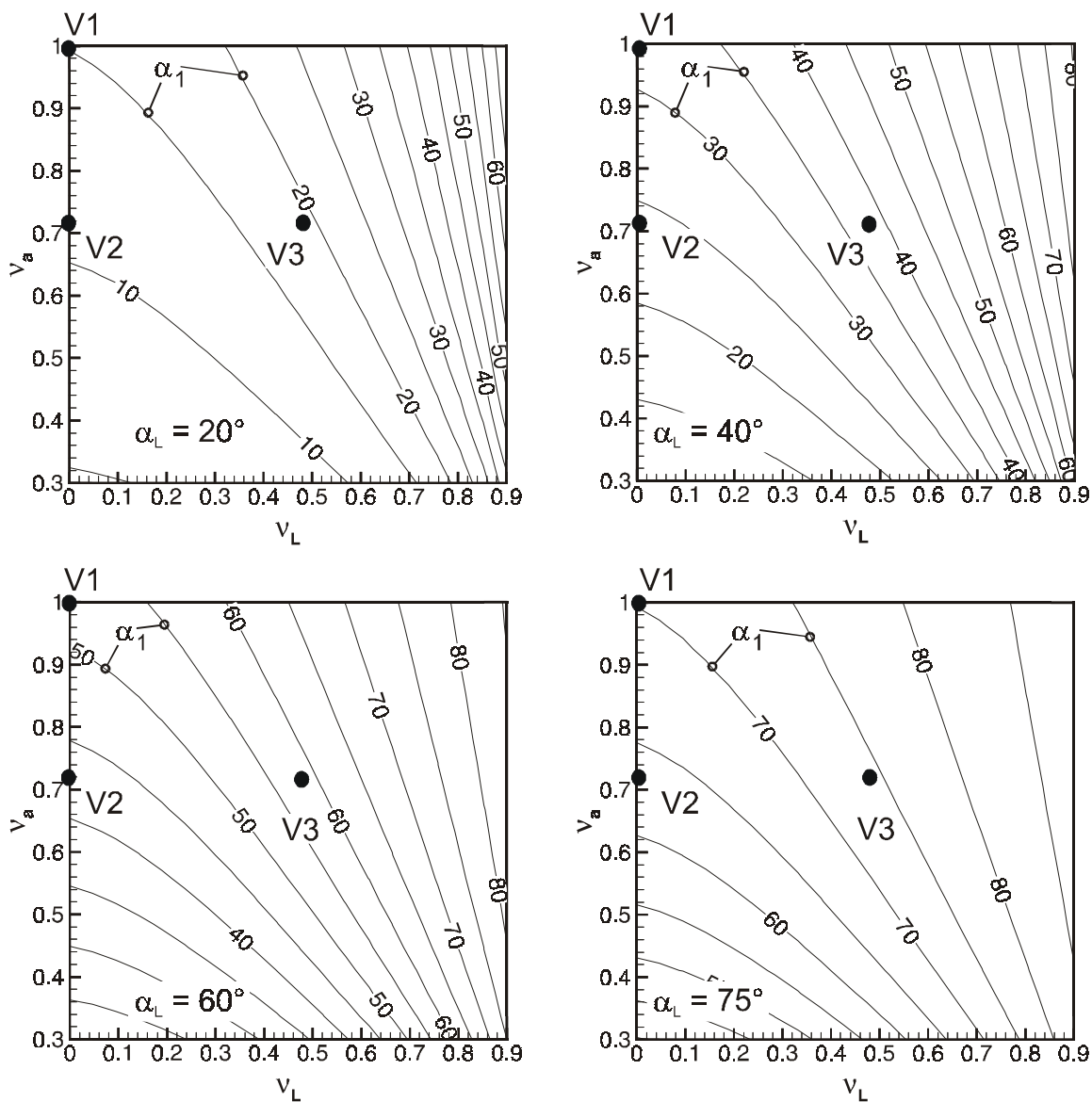


Bild 29: Abschätzung des mittleren repräsentativen Strömungswinkels  $\alpha_1$  am Laufradeintritt bei unterschiedlichen  $\alpha_L$

0.321 lässt sich schließlich das in Bild 30 gezeigte Diagramm erstellen. Für den Fall ohne Nabenkörper ( $v_L = 0$ ) stimmt der Strömungswinkel  $\alpha_1$  nur für  $\alpha_L = 0^\circ$  und  $\alpha_L = 90^\circ$  mit demjenigen am Leitradaustritt überein. Im übrigen Bereich ist der Strömungswinkel  $\alpha_1$  stets geringer. Die Abweichungen zum Strömungswinkel  $\alpha_L$  sind im Bereich von  $\alpha_L = 45^\circ$  am größten. Die Kurvenverläufe für  $v_L > 0$  zeigen, wie sich der Einbau eines Nabenkörpers auswirkt. Für große Nabenkörper kann die Umlenkung wesentlich erhöht werden. Die Vergrößerung des Nabenkörpers ist jedoch nicht unbegrenzt sinnvoll, da das Geschwindigkeitsniveau im Leitgitter mit größer werdendem Nabenkörper ansteigt und damit die Reibungsverluste erhöht werden. Außerdem wird man stets bestrebt sein, eine Restbeschleunigung der Meridianströmung bis zum Laufradeintritt vorzusehen. Darüber hinaus besteht die Gefahr, daß das Vorleitgitter sperrt, wenn dort Schallgeschwindigkeit erreicht wird. Dieser Fall wird im allgemeinen zuerst bei Gegendrallstellung des Vorleitgitters eintreten, da dann die größten Massenströme erreicht werden.

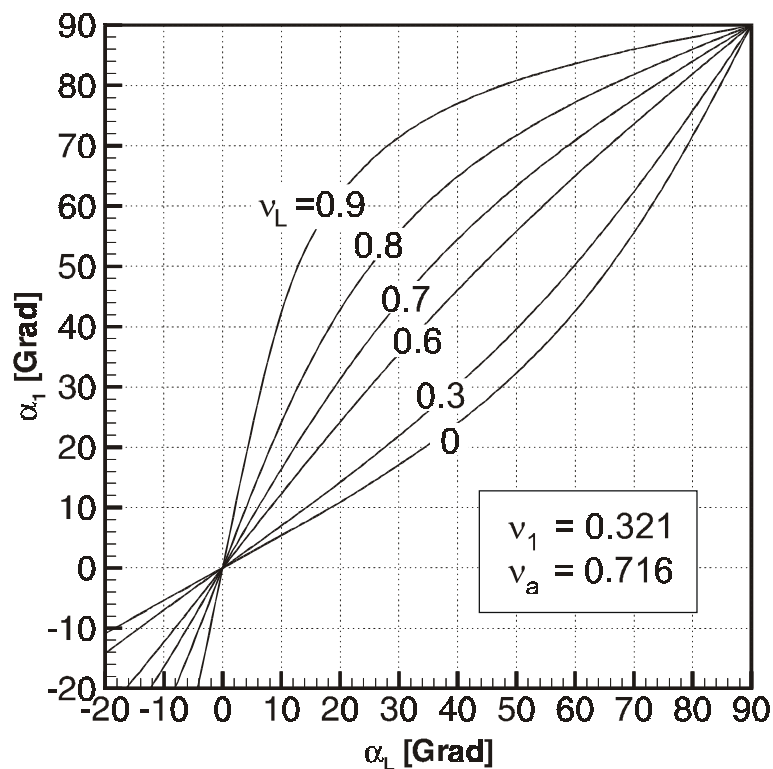


Bild 30: Berechneter Einfluß des Nabenverhältnisses des Leitrades auf den Strömungswinkel am Laufradeintritt  $\alpha_1$  für  $v_1 = 0.32$  und  $v_a = 0.716$

Einen Vergleich der für die drei untersuchten Varianten berechneten Strömungswinkel am Laufradeintritt zeigt Bild 31. Es ergeben sich danach für Variante V3 etwas größere Umlenkungen als für Variante V1. Die Strömungswinkel für Variante V2 sind bei

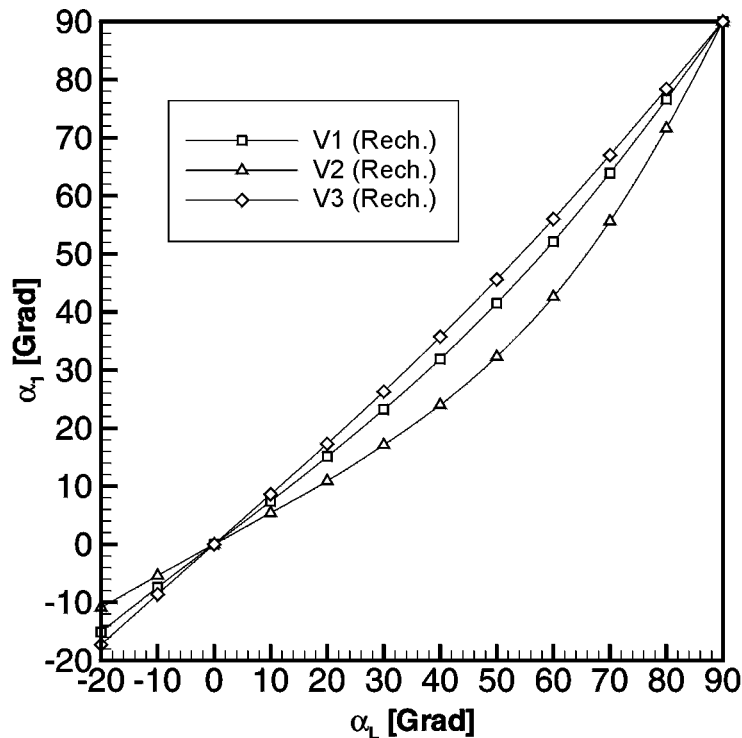


Bild 31: Gerechnete Strömungswinkel am Laufradeintritt

$\alpha_L = 45^\circ$  um  $9^\circ$  bzw.  $13^\circ$  geringer als bei den beiden anderen Varianten. Die qualitativen Verläufe stimmen sehr gut mit den in Bild 27 gezeigten gemessenen Verläufen überein. Die absoluten Beträge des Strömungswinkels weisen aber Unterschiede von bis zu ca.  $6^\circ$  auf. Die bei der überschlägigen Bestimmung getroffenen Annahmen führen natürlich zu Abweichungen gegenüber den gemessenen Werten, die Tendenzen lassen sich aber mit einer solch einfachen Methode sehr gut beschreiben.

#### 5.2.4 Rankine-Wirbel

Bei ihren Messungen zeigten KASSENS et al. [33], daß die Drallströmung hinter dem axialen Vorleitgitter eines Radialverdichters näherungsweise einem Rankine-Wirbel entspricht. Der Rankine-Wirbel besteht aus einem Festkörperwirbel (Solid-Body-Wirbel) im Inneren und einem Potentialwirbel im äußeren Bereich. Der Wirbelkern weist eine lineare Verteilung der Umfangskomponente der Geschwindigkeit  $c_u$  auf und rotiert damit wie ein starrer Körper:

$$c_u = c_{uK} \cdot \frac{r}{r_K} \Rightarrow \frac{c_u}{r} = \text{const.} \quad \text{Gl. (17)}$$

Der Wirbelkern erstreckt sich bis zum Radius des Knickpunktes  $r_K$ , oberhalb dessen sich der Potentialwirbel mit

$$c_u = c_{uK} \cdot \frac{r_K}{r} \Rightarrow c_u \cdot r = \text{const} . \quad \text{Gl. (18)}$$

ausbildet (Bild 32, links).

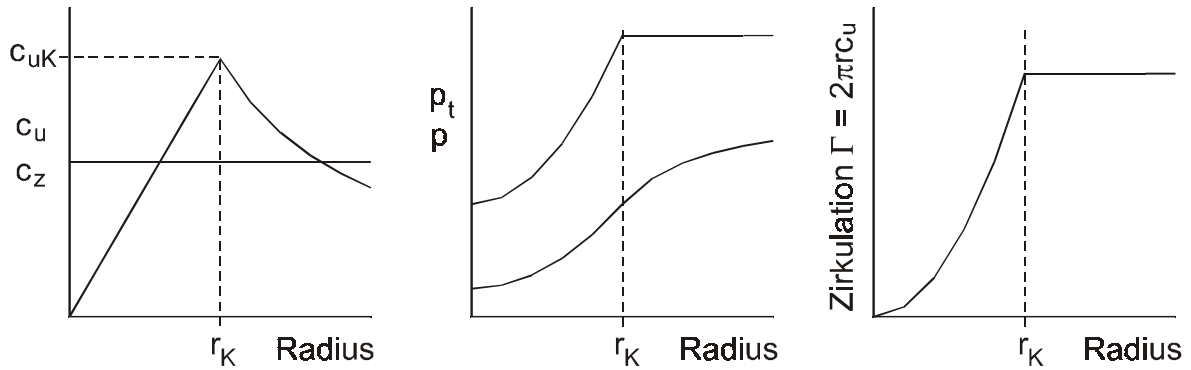


Bild 32: Strömungsverteilung im Rankine-Wirbel

Der Rankine-Wirbel ist ein ebener Wirbel, der durch eine konstante Axialgeschwindigkeit  $c_z$  überlagert sein kann. Die radiale Druckverteilung im Rankine-Wirbel folgt aus dem einfachen radialen Gleichgewicht in der Form:

$$\frac{dp}{dr} = \rho \cdot \frac{c_u^2}{r} . \quad \text{Gl. (19)}$$

Durch Einsetzen von Gl. (17) bzw. Gl. (18) und anschließende Integration ergibt sich die in Bild 32 (Mitte) dargestellte Verteilung des statischen Druckes. Bei dem Radius des Knickpunktes  $r_K$  hat die Druckverteilung einen Wendepunkt. Bei inkompressibler Betrachtung folgt der Totaldruck direkt aus der Beziehung:

$$p_{\text{tot}} = p + \frac{\rho}{2} \cdot (c_z^2 + c_u^2) . \quad \text{Gl. (20)}$$

Im Bereich des Potentialwirbels liegt damit ein konstanter Totaldruck vor. Innerhalb des Knickradius  $r_K$  gehorcht der Totaldruck einem parabelförmigen Verlauf, d.h. der gesamte Totaldruckverlust konzentriert sich im Wirbelkern, während der äußere Potentialwirbel frei von Verlusten ist. Von Interesse ist außerdem die Drallverteilung im Rankine-Wirbel. Sie entspricht der Verteilung der Zirkulation:

$$\Gamma = \oint c_u ds = 2\pi c_u r . \quad \text{Gl. (21)}$$

Für den Potentialwirbel gilt definitionsgemäß  $c_u \cdot r = \text{const}$ . Für den Solid-Body-Wirbel, ergibt sich gemäß Gl. (18) eine parabelförmige Verteilung des Dralls im Wirbel-

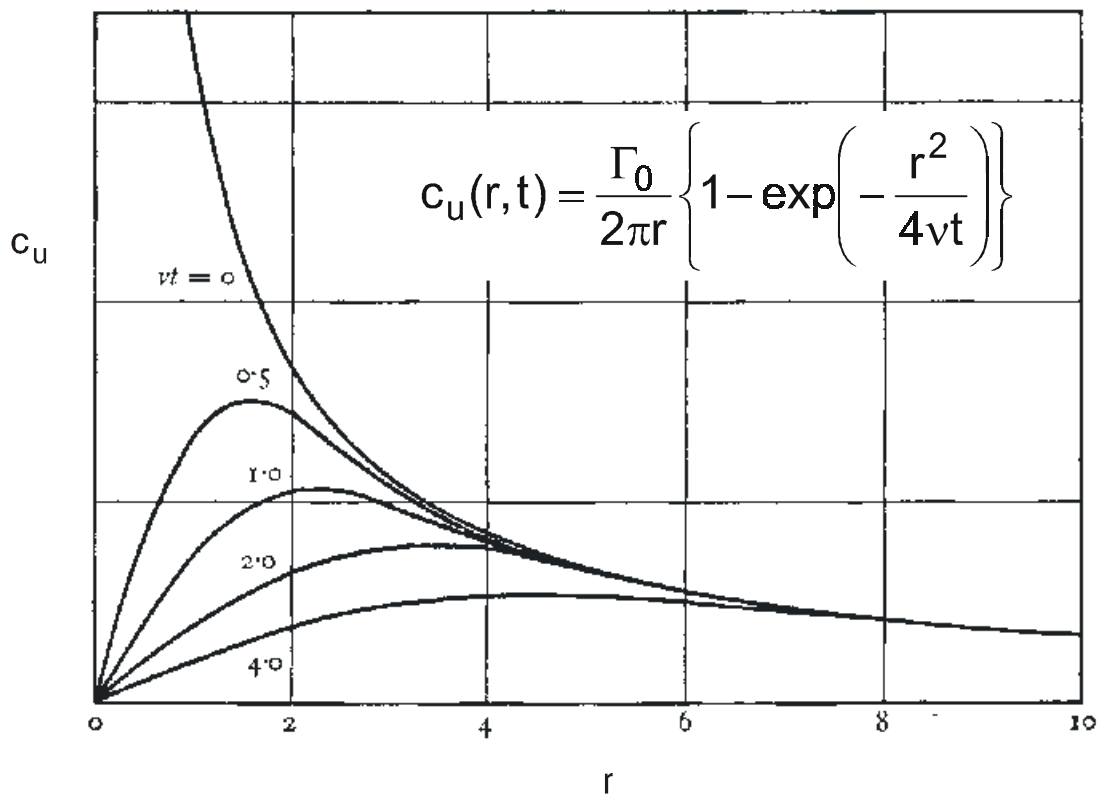


Bild 33: Zerfall eines Potentialwirbels unter dem Einfluß der Viskosität (nach [42])

kern (Bild 32, rechts).

Der beschriebene Rankine-Wirbel kommt in der Natur in dieser Form nicht vor. Vielmehr ist es so, daß unter dem Einfluß der Viskosität immer ein stetiger Übergang von dem inneren Wirbelkern zu dem äußeren Potentialwirbel vorliegen muß. Den Zerfall eines Potentialwirbels unter dem Einfluß der Viskosität beschreibt z.B. BATCHELOR [42]. Die  $c_u$ -Verteilung gehorcht der in Bild 33 gezeigten – aus Hyperbel und Exponentialfunktion zusammengesetzten – Vorschrift. Der Exponent beinhaltet das Produkt aus Zeit und kinematischer Viskosität mit der Einheit einer Länge zum Quadrat. Je länger der Wirbel existiert, desto mehr Energie wird dissipiert. Die Drallenergie des Wirbels nimmt kontinuierlich ab, so daß der Wirbelkern ständig größer wird, bei gleichzeitiger Reduzierung des Maximalwertes der Umfangskomponente.

Im Vergleich zu Bild 32 zeigt sich, daß der Übergangsbereich zwischen Wirbelkern und äußerem Potentialwirbel durch den Rankine-Wirbel nicht in Übereinstimmung mit den sich unter dem Einfluß der Reibung einstellenden Verhältnissen beschrieben wird. Der Vorteil des Rankine-Wirbels besteht aber in seinem besonders einfachen mathematischen Aufbau. Für die in Bild 4 gezeigten Varianten V1 bis V3 wurden Abtastungen hinter dem Leitrad und vor dem Laufrad durchgeführt. Es soll im weiteren überprüft werden, inwiefern es gerechtfertigt ist, die gemessenen Strömungsverteilungen durch einen Rankine-Wirbel anzunähern.

## 5.2.5 Radiale Strömungsverteilungen

### 5.2.5.1 Verteilungen in der Meßebe nach Leitrad (NLe)

Bild B2 zeigt die gemessenen Verläufe der Axialgeschwindigkeit nach dem Leitgitter in Meßebe NLe. Bei allen drei Varianten (V1 bis V3) erhält man für axiale Gitterdurchströmung ( $\alpha_{\text{VLR}} = 0^\circ$ ) sehr ausgeglichene Verteilungen der Axialgeschwindigkeit. Zur Wand hin fällt die Axialgeschwindigkeit aufgrund der sich ausbildenden Grenzschicht ab. Dieser Abfall der  $c_z$ -Komponente zur Wand hin ist bei den Varianten V2 und V3 relativ schwach ausgebildet. Fluidteilchen in Wandnähe erfahren durch die Abnahme des Radius der Außenkontur lokal eine überproportionale Beschleunigung, so daß die Grenzschicht entsprechend dünn ist. Im Gegensatz dazu erfahren die Strömungsteilchen bei Variante V1 nur eine geringe Beschleunigung (durch die Versperrung durch die Laufradnabe). Die Grenzschicht ist daher bei Variante V1 deutlich dicker.

Neben dem Effekt der Strömungsbeschleunigung kommt ein weiterer Einfluß zum Tragen. Wie in Kapitel 4.2 erwähnt, wurden die Schaufelträgerringe mit einer kugelförmigen Ausdrehung versehen, um für beliebige Anstellwinkel gleichbleibend kleine Spalte realisieren zu können. Bei den Varianten V2 und V3 kann der Konturverlauf im Anschluß an diesen Schaufelträgerring kontinuierlich angeschlossen werden (vergl. Bild 11). Demgegenüber ergibt sich am Austritt des Schaufelträgerrings von Variante V1 ein Knick, der lokal zu einer Strömungsverzögerung mit dem Potential für eine Strömungsablösung führt. Diese Unstetigkeit im Konturverlauf trägt zu einer Aufdickung der Grenzschicht bei.

Bei mäßigen Anstellwinkeln im Bereich von  $-20^\circ < \alpha_{\text{VLR}} < +20^\circ$  ist die Axialgeschwindigkeit abgesehen von der Wandgrenzschicht nahezu konstant über den Radius. Bei größeren Anstellwinkeln  $\alpha_{\text{VLR}} > 20^\circ$  sind die Verteilungen der Axialgeschwindigkeit dann mehr und mehr gestört. Die stärksten Störungen sieht man bei der Gittervariante V1. Hier stellt sich für  $\alpha_{\text{VLR}} = 60^\circ$  zwischen 36% und 48% Kanalhöhe und für  $\alpha_{\text{VLR}} = +75^\circ$  zwischen 92% und 100% Kanalhöhe sogar Rückströmung ein. Die einsetzende Rückströmung in der Nähe der Gehäusekontur ist ein Zeichen für die beginnende Instabilität der Verdichterdurchströmung (vergl. KÄMMER [41]). Wie Bild 24 zeigt, liegt der eingestellte Betriebspunkt bei diesem Anstellwinkel bereits in der Nähe der Pumpgrenze. Weiteres Drosseln würde schließlich zum Pumpen der Anlage führen. Die genannten Störungen in der Verteilung der Axialgeschwindigkeit konnten durch die Beschleunigung bei Variante V2 etwas ausgeglichen werden, die Tendenz zur Ausbildung eines Totwassergebietes im Zentrum ist aber noch immer vorhanden. Die homogensten Verteilungen sieht man bei Variante V3.

Bild B3 zeigt die gemessenen Verteilungen der Umfangskomponente der Geschwin-

digkeit in der Meßebebene NLe nach dem Vorleitgitter. In diesem Diagramm wurden zu Vergleichszwecken neben den Meßpunkten (Symbole) die idealen Strömungsverteilungen in einem Rankine-Wirbel eingetragen. Besonders gut gelingt diese Anpassung bei der Variante V3. Die theoretische Verteilung des Potentialwirbels deckt sich über einen weiten Bereich sehr gut mit den gemessenen Werten. Die Variante V3 weist ein sehr ausgedehntes äußeres Gebiet auf, in dem die Strömung in sehr guter Näherung einem Potentialwirbel entspricht. Der Wirbelkern im Inneren beansprucht nur einen geringen Teil (ca. 20%) der Kanalhöhe. Im Wirbelkern ist die Übereinstimmung weniger gut. Hierbei ist zu beachten, daß sich bei der Einlaufvariante V3 innen eine feststehende Nabe befindet, an der die Haftbedingung ( $c_u = c_z = 0$ ) erfüllt sein muß. Der Solid-Body-Wirbel kann somit nicht in Reinform auftreten, da er von der Grenzschicht an dem Nabenkörper überlagert wird.

Bei der Gittervariante V2 ist der Kern deutlich größer. Er beansprucht im Mittel etwa die Hälfte der Kanalhöhe. Für Vorleitgittervariante V1 wandern die Radien der Knickpunkte  $r_K$  mit zunehmendem Staffelungswinkel des Vorleitgitters weiter nach außen. Für einen Staffelungswinkel von  $\alpha_{VLR} = +75^\circ$  ist praktisch kein Potentialwirbel mehr erkennbar, der Wirbel besteht ausschließlich aus dem Wirbelkern. Die sehr hohen Umfangsgeschwindigkeiten in der Nähe der Außenwand sind hier nicht nur durch die Umlenkung des Vorleitgitters hervorgerufen. Bild B2 hatte gezeigt, daß sich für diesen Betriebspunkt eine Rückströmung an der Außenwand einstellt. Der entsprechende Betriebspunkt zeigt dort in der Totaldruckverteilung (Bild B6) Werte von  $p_t/p_K > 1$ . Die genannte Rückströmung kommt folglich aus dem Laufradbereich und führt mit sehr starkem Drall (Mitdrall) behaftetes Fluid mit sich.

Die Drallverteilungen in Bild B4 ergeben sich direkt aus den gemessenen Verteilungen der  $c_u$ -Komponente. Hier zeigen sich die Bereiche des Potentialwirbels mit konstantem  $c_u \cdot r$ , also mit konstanter Zirkulation. Wieder ist dieser Bereich bei V3 besonders ausgedehnt, während bei V1 nur vergleichsweise kleine Bereiche mit konstanter Zirkulation zu finden sind.

Anhand von Bild 32 wurde gezeigt, daß der Wendepunkt in der statischen Druckverteilung beim Radius des Knickpunktes  $r_K$  liegen muß, wenn einfaches radiales Gleichgewicht vorausgesetzt wird. Die Wendepunkte der mit Variante V3 gemessenen Druckverteilungen liegen allesamt sehr nahe an der Innenwand in der Nähe der Knickpunkte der  $c_u$ -Verteilung (s. Bild B3). Bei den anderen beiden Varianten V1 und V2 ist diese Zuordnung ebenfalls in guter Näherung gegeben. Als Beispiel sei hier nur der Knickpunkt in der  $c_u$ -Verteilung bei  $\alpha_{VLR} = +75^\circ$  bei Variante V2 genannt. Er liegt bei einer Kanalhöhe von  $(r-r_i)/(r_a-r_i) = 0.5$ . Diese Position stimmt gut mit der Lage des Wendepunktes in der Druckverteilung von Bild B5 überein.

Die gemessenen Totaldruckverteilungen bestätigen die getroffene Unterteilung in



äußeren Potentialwirbel und Solid-Body-Kern. Rechts des Knickradius  $r_K$  ist in allen Fällen der Totaldruck nahezu konstant (mit Ausnahme des Betriebspunktes mit Rückströmung aus dem Laufrad). Bei der Vorleitgittervariante V3 bleibt der Totaldruck nahezu über die gesamte Kanalhöhe gleich. Er stimmt dort annähernd mit dem Kammerdruck überein ( $p_t/p_K = 1$ ). Bei V2 ist der Bereich konstanten Totaldruckes schon wesentlich kleiner. Sehr klein wird dieser Teil bei der Vorleitgittervariante V1 insbesondere bei großen Staffelungswinkeln.

Die in Bild B6 gezeigten Totaldruckverteilungen zeigen, daß global betrachtet im äußeren Wirbel keine Verluste auftreten. Es ist unwahrscheinlich, daß die Strömung das Vorleitgitter außen verlustfrei umströmt, während innen sehr große Totaldruckverluste entstehen. Wesentlich wahrscheinlicher ist die Annahme, daß über die gesamte Schaufelhöhe Verluste entstehen. Die sich anfänglich nicht im radialen Gleichgewicht befindliche Strömung formiert sich so um, daß alle Strömungsteilchen, die bereits Energiedissipation erfahren haben, nach innen abgedrängt werden, während sich außen die isentrope Strömung hält. Demnach ist die Größe des inneren Wirbelkerns ein Maß für die im und nach dem Vorleitgitter entstandenen Verluste. Die Mittelwertbildung über die Strömungsquerschnitte führt schließlich zu dem bereits vorgestellten Diagramm in Bild 27b. Der Vergleich der Drallkennfelder für die Stufen mit den Vorleitgittervarianten V1 bis V3 hatte gezeigt, daß für die Konfiguration mit dem Vorleitgitter V3 die besten Stufenwirkungsgrade ermittelt wurden. Dies ist offensichtlich eine Folge der geringeren Totaldruckverluste bei Variante V3. Neben den Verlusten im Bereich des Vorleitgitters sind allerdings darüber hinaus die Strömungsverluste im Laufrad in diese Überlegungen mit einzubeziehen, da aufgrund der unterschiedlichen Strömungsverteilungen auch die Laufraddurchströmung unterschiedlich sein wird.

### 5.2.5.2 Verteilungen in der Meßebe vor Laufrad (VL<sub>a</sub>)

Die in der Meßebe vor Laufrad (VL<sub>a</sub>) gemessenen Strömungsverteilungen finden sich in Bild B7 bis Bild B11. Die gemessenen Verteilungen der Axialgeschwindigkeiten in Bild B7 sind bei den Varianten V1 und V2 nun wesentlich ausgeglichener. Die mit der Störung des radialen Gleichgewichtes zusammenhängenden radialen Ausgleichsvorgänge sind hier offensichtlich weitgehend abgeschlossen. Die oben erwähnte Rückströmung bei der Variante V1 ist aber in nahezu unveränderter Breite und Intensität auch vor dem Laufrad erkennbar.

Die Verteilungen der Umfangskomponente der Geschwindigkeit sind ebenfalls wesentlich ausgeglichener. Lokale Unstetigkeiten sind abgeklungen, wobei die Strömung annähernd noch immer den Charakter eines Rankine-Wirbels hat. Eine deutliche Änderung der Drallverteilung ist vor allem für Variante V3 bei  $\alpha_{VLR} = +75^\circ$  erkennbar. Der in Meßebe NLe nahezu ideal ausgebildete Potentialwirbel wurde bis zur Ebene VL<sub>a</sub> stark gedämpft, was sich auch in dem geringeren Totaldruck in Bild

B11 widerspiegelt.

Zusammenfassend kann gesagt werden, daß sich der grundsätzliche Charakter eines Rankine-Wirbels schon in kurzer Entfernung hinter dem Vorleitgitter zeigt. Die Distanz, die die Strömung benötigt, um sich von einem Wirbel mit einer durch die Vorleitgitterbeschaufelung erzwungenen Drallverteilung in einen Rankine-Wirbel umzuwandeln, ist nur gering. Der durch radiale Ausgleichströmungen gekennzeichnete Umwandlungsprozeß ist mit hohen Verlusten verbunden. Bild 27 hatte gezeigt, daß der Großteil der Verluste bereits bis zur Meßebebene NLe entstanden ist. Der Umwandlungsprozeß ist bis zur Meßebebene NLe zumindest für größere Anstellwinkel noch nicht vollständig abgeschlossen. Bis zur Meßebebene vor Laufrad (VL<sub>a</sub>) tragen viskose Transportprozesse zu einer weiteren Vergleichmäßigung bei, so daß Strömungsverteilungen ähnlich wie in dem in Bild 33 gezeigten Lamb-Oseen-Wirbel zu finden sind.

### 5.2.6 3D-Strömungsfeld zwischen Vorleitgitter und Laufrad

Bisher wurden ausschließlich gemittelte Werte der gemessenen Strömungsgrößen betrachtet. Um einen Eindruck von der peripheren Ungleichförmigkeit der Strömung zu erhalten, sollen im folgenden die lokal gemessenen Werte betrachtet werden. Während der Messungen wurde nur ein Sektor des Querschnittes abgetastet, wie in Bild 18 gezeigt wurde. Eine bessere Vorstellung von den sich ergebenden Sekundärströmungen und Nachlaufdellen erhält man, wenn die gemessenen Werte mehrfach um eine Schaufelteilung um die Drehachse gespiegelt werden, um nicht nur eine, sondern mehrere Schaufelteilungen überblicken zu können. Hierbei wird ein rotations-symmetrisches Strömungsfeld vorausgesetzt, was aufgrund der durch die asymmetrische Sammelspirale verursachten Umfangsstörungen nur näherungsweise gegeben ist. Die gemessene und über einen Vollkreis dargestellte Totaldruckverteilung nach Leitrad (NLe) und vor Laufrad (VL<sub>a</sub>) für Vorleitgitter V1 kann Bild B12 entnommen werden. Der Totaldruck ist jeweils auf den Druck in der Ansaugkammer  $p_K$  bezogen. Die in der linken Bildhälfte dargestellten Verteilungen zeigen den Totaldruck in der Meßebebene nach Leitrad (NLe), während rechts die entsprechenden Ergebnisse für die Meßebebene vor Laufrad (VL<sub>a</sub>) gezeigt sind. Von oben nach unten sind die bei den Anstellwinkeln  $\alpha_{VLR} = 0^\circ, +20^\circ, +40^\circ, +60^\circ$  und  $+75^\circ$  gemessenen Werte abgebildet. Auf die Darstellung der Ergebnisse für  $\alpha_{VLR} = -20^\circ$  wurde der Übersichtlichkeit wegen verzichtet. Die Skalierung ist jeweils angegeben. Sie ist nicht einheitlich für alle Diagramme, da Details sonst nur unzureichend aufgelöst werden können. Die Betriebspunkte stimmen wieder mit den in den in Bild 24 bis Bild 26 durch Kreise gekennzeichneten Betriebspunkten überein.

Für einen Anstellwinkel von  $\alpha_{VLR} = 0^\circ$  erkennt man in der Ebene NLe sehr deutlich die rein radial verlaufende Nachlaufdelle des Vorleitgitters. Sie ist außen am stärksten ausgeprägt und wird mit der nach innen abnehmenden Schaufeldicke zunehmend

schwächer. Im Zentrum, wo die Beschaukelung endet, verschwindet die Nachlauf-delle vollständig. Bis zur Ebene vor Laufrad (VL<sub>a</sub>) ändert sich das Strömungsbild erheblich. Wie bereits in Kapitel 5.2.5 erwähnt wurde, ist die Grenzschicht dort wesentlich dicker. Die Nachlauf-delle ist noch immer als periodische über den Umfang variierende Störung erkennbar.

Die Totaldruckverteilung für  $\alpha_{\text{VLR}} = +20^\circ$  zeigt eine veränderte Lage der Nachlauf-delle. Durch die Umfangskomponente der Strömungsgeschwindigkeit wird die Nachlauf-delle peripher verschoben. Diese Verschiebung erfolgt ungleichmäßig über den Radius, so daß sie nicht mehr rein radial verläuft. Gegenüber der axialen Durchströmung sind sowohl die Ausdehnung der Nachlauf-delle als auch deren Verluste vergrößert. In der Ebene VL<sub>a</sub> ist sie noch immer erkennbar. Die Grenzschicht an der Außenwand ist nun wesentlich dünner als bei axialer Schaufelstellung. Offensichtlich bewirkt das durch den Drall verursachte Zentrifugalfeld eine Verkleinerung der Wandgrenzschicht. Die hier nicht dargestellten Meßergebnisse für  $\alpha_{\text{VLR}} = -20^\circ$  stimmen gut mit denen für  $\alpha_{\text{VLR}} = +20^\circ$  überein, wobei allerdings die Verlagerung der Nachlauf-delle in die entgegengesetzte Richtung verläuft.

Bei einem Anstellwinkel von  $\alpha_{\text{VLR}} = +40^\circ$  ist in beiden Meßebenen noch immer die nun stark verdrehte Nachlauf-delle erkennbar, während die Wandgrenzschicht nur noch sehr dünn ist und sich nicht mehr im Bereich der Strömungsab-tastung befindet. Die geringsten Totaldrücke finden sich nun nicht mehr im Bereich der Nachlauf-delle, sondern im Zentrum des Querschnittes. Die Störungen in Umfangsrichtung sind in der Ebene NL<sub>e</sub> noch sehr stark, bis zur Ebene VL<sub>a</sub> sind sie dann erheblich abgeklungen.

Für  $\alpha_{\text{VLR}} = +60^\circ$  ist die Nachlauf-delle in Meße-bene NL<sub>e</sub> nur noch sehr schwach ausgeprägt. Bis zur Ebene VL<sub>a</sub> ist sie fast vollständig ausgemischt. Die Senke im Zentrum ist wesentlich größer und auch tiefer geworden. Aufgrund der Viskosität kann die Umfangskomponente der Geschwindigkeit vom Potentialwirbel nach innen nicht unbeschränkt anwachsen, so daß sich wie in Kapitel 5.2.5 gezeigt eine Verteilung ähnlich einem Rankine-Wirbel einstellt. Je größer die Umfangsgeschwindigkeit im Radius des Knickpunktes  $r_K$  wird (je größer also der Anstellwinkel des Vorleitgitters wird), desto stärker macht sich der Totaldruckabfall im Zentrum bemerkbar.

Bei einem Anstellwinkel von  $\alpha_{\text{VLR}} = +75^\circ$  ist bereits in Meße-bene NL<sub>e</sub> nahezu keine Umfangsstörung durch Nachlauf-dellen mehr erkennbar. Geht von der Sammelspirale keine Beeinflussung der Strömung vor Laufrad aus, so erfolgt die Laufradanströmung hier nahezu rotationssymmetrisch. Die Totaldrucksenke im Zentrum ist noch tiefer als bei  $\alpha_{\text{VLR}} = +60^\circ$ . Im Gegensatz dazu ist der Totaldruck am Außenrand jedoch höher. Dies ist die Folge der bereits erwähnten Rückströmung entlang der Gehäusewand, die bei der Gittervariante V1 beobachtet wurde.

Die entsprechenden Totaldruckverteilungen für die Vorleitgittervariante V2 können Bild B13 entnommen werden. Die grundsätzlichen Vorgänge stimmen mit denen für Vorleitgittervariante V1 überein. Im Unterschied zu Variante V1 zeigt sich aber für  $\alpha_{\text{VLR}} = 0^\circ$ , daß die Nachlaufdelle im Bereich der Außenwand durch die Einschnürung des Strömungskanals bis zur Meßebebene VLa fast vollständig ausgeglichen wurde, während sie im Innenbereich – wo die lokale Beschleunigung wesentlich geringer ist – mit nahezu unveränderter Intensität bestehen bleibt. Sehr deutlich ist im Vergleich zu den Messungen mit Variante V1 der Einfluß der Kanaleinschnürung auf die Grenzschichtdicke zu erkennen. Die Intensität der Nachlaufdelle ist auch bei dieser Variante bei  $\alpha_{\text{VLR}} = +20^\circ$  größer und nimmt dann mit zunehmendem Anstellwinkel ab. Zur Abschwächung der Nachlaufdellen bis zur Meßebebene NLe bei großen Anstellwinkeln des Vorleitgitters tragen auch die aufgrund der dann größeren Umfangskomponente der Strömung längeren Wege der Strömungsteilchen bei. Das Totaldruckniveau ist insgesamt etwas höher als bei Variante V1.

Bei Gittervariante V3 (Bild B14) verläuft die Nachlaufdelle für  $\alpha_{\text{VLR}} = 0^\circ$  von der Außenwand über den gesamten Kanalquerschnitt bis zur innen liegenden Wand des Nabenkörpers und geht dort in die Wandgrenzschicht des Nabenkörpers über. Sie wird bei Anstellung des Vorleitgitters verdreht wie bei den anderen beiden Varianten. Bei zunehmender Verstellung des Vorleitgitters bildet sich im Nabenbereich wie bei den Varianten V1 und V2 ebenfalls eine tiefer werdende Totaldrucksenke aus. Sie ist aber mit Ausnahme der Meßebebene VLa bei  $\alpha_{\text{VLR}} = +75^\circ$  wesentlich enger begrenzt als bei den anderen Varianten.

### 5.3 Statische Druckverteilung auf den Vorleitschaufeln (Gittervariante V1)

Die Messung der statischen Druckverteilung auf der Schaufeloberfläche der Gittervariante V1 ist an den gleichen Betriebspunkten durchgeführt worden, an denen auch die Sondenabtastungen erfolgten. Für jede Vorleitgitterstellung von  $\alpha_{\text{VLR}} = -20^\circ$  bis  $+75^\circ$  ist in Bild B15 ein Diagramm mit den Druckverteilungen auf Druck- und Saugseite gezeigt. Aufgetragen ist der Druckkoeffizient  $C_p$ :

$$C_p = \frac{p - p_0}{\frac{1}{2} \rho_0 c_0^2} \quad \text{Gl. (22)}$$

Hierin bezeichnet der Index 0 den Zustand vor Eintritt in das Vorleitgitter. Für  $p$  wird der lokal auf der Schaufel gemessene Wert eingesetzt. Mit dieser Definition erhält man für  $C_p < 0$  eine Beschleunigung, für  $C_p > 0$  eine Verzögerung und für  $C_p = 1$  den Staupunkt der Strömung.

Bei  $\alpha_{\text{VLR}} = 0^\circ$  sollte bei fehlerfreier Ausrichtung der Schaufel und exakter Fertigung der dort angebrachten Druckbohrungen bei drallfreier Zuströmung zum Vorleitgitter

die Druckverteilung auf den beiden Schaufelseiten gleich sein. Das Diagramm in Bild B15 oben rechts zeigt, daß diese Bedingung in sehr guter Näherung erfüllt ist. Aufgrund der Profilierung der Schaufel sinkt der statische Druck im vorderen Teil der Schaufel etwas ab und steigt dann – bedingt durch den sich erweiternden Schaufelkanal zur Schaufelhinterkante – wieder an.

Die Diagramme für  $\alpha_{\text{VLR}} = +20^\circ$  und  $-20^\circ$  sollten – bis auf die Tatsache, daß Druck- und Saugseite vertauscht sind – identisch sein. Der Vergleich zeigt, daß auch hier nur geringe Unterschiede bestehen, die in der gleichen Größenordnung sind, wie beim Diagramm für  $\alpha_{\text{VLR}} = 0^\circ$ . Bei beiden Diagrammen erkennt man einen kontinuierlichen Druckanstieg auf der Saugseite. Die Strömung liegt demnach noch vollständig am Profil an. Bei  $\alpha_{\text{VLR}} = +40^\circ$  liegt der Staupunkt ( $C_p = 1$ ) jetzt genau im Bereich der ersten Druckbohrung auf der Schaufeldruckseite bei  $x/l = 0.07$ . Der Druck auf der Saugseite fällt von der Schaufeleintrittskante bis etwa  $x/l = 0.4$  ab. Dies entspricht in etwa der Dickenrücklage des Profils, so daß der Druckabfall vermutlich einerseits durch die Verengung des Strömungskanals und andererseits durch beginnende Strömungsablösung an der Schaufeleintrittskante verursacht wird. Nach der Beschleunigung wird die Strömung auf der Saugseite kräftig verzögert. Der Druck auf der Saugseite übersteigt zeitweise sogar den Druck auf der Druckseite bevor die Werte an der Hinterkante wieder zusammenkommen. Ähnliche Verhältnisse ergeben sich auch noch bei einem Anstellwinkel von  $\alpha_{\text{VLR}} = +60^\circ$ . Der Staupunkt liegt nun auf der Druckseite bei  $x/l = 0.16$ . Ein deutliches Zeichen einer voll abgelösten Strömung ist anhand der gemessenen Druckverteilung nicht auszumachen. Bei  $\alpha_{\text{VLR}} = +75^\circ$  ist der Staupunkt weit auf die Druckseite gewandert. Auf der Saugseite erfolgt nach einer kurzen Drucksteigerung bis etwa  $x/l = 0.4$  kein weiterer Druckaufbau mehr. Die Profilströmung ist hier stark abgelöst.

Bei einem einzelnen ebenen Profil ist ein Ablösen der Strömung schon bei wenig mehr als  $20^\circ$  Anstellwinkel zu erwarten. Die statischen Druckmessungen auf den Vorleitschaufeln zeigten jedoch zumindest im betrachteten Schaufelschnitt bis zu weit größeren Anstellwinkeln relativ günstige Schaufeldruckverteilungen. Offensichtlich verhält sich das Profil im Schaufelverband gutmütiger, da die Strömung von den benachbarten Schaufeln geführt wird und mehr einer Kanal- als einer Tragflügelströmung entspricht. Darüber hinaus sind natürlich im Kreisgitter aufgrund der Zentrifugalbeschleunigung Einflüsse zu erwarten, die im ebenen Gitterverband nicht auftreten.

### 5.4 Inzidenzverteilung am Laufradeintritt

Neben den Verlusten zwischen Leitrad und Laufrad sind auch die Verluste im Laufrad selbst abhängig von der Geometrie des Einlaufes. Um den Einfluß der Einlaufgeometrie auf die Laufradanströmung zu veranschaulichen, sind in Bild B16 die Inzidenzverteilungen am Laufradeintritt dargestellt. Für ihre Ermittlung wurden die Messungen in

der Ebene VLa herangezogen. Dabei wurde angenommen, daß sich der Strömungswinkel zwischen der 53 mm vor Laufradeintrittskante gelegenen Meßebene VLa und der Laufradeintrittskante nicht mehr ändert.

Die so ermittelten Inzidenzverteilungen am Laufradeintritt sind in Bild B16 für die Varianten V1 bis V3 dargestellt. Die gemessenen Verteilungen gelten wieder für die in Bild 24 bis Bild 26 eingetragenen Betriebspunkte im Bereich des besten Stufenwirkungsgrades. Für die Varianten V2 und V3 liegen die Inzidenzwinkel am Außenschnitt bei 100% Kanalhöhe für alle Anstellwinkel in dem Intervall  $4^\circ < \delta < 10^\circ$ . Bei der Variante V1 ist die Streuung für Anstellwinkel bis  $\alpha_{\text{VLR}} = 60^\circ$  etwas größer. Bei  $\alpha_{\text{VLR}} = +75^\circ$  ergeben sich wegen der dort identifizierten Rückströmung an der Gehäusewand sehr große Inzidenzwinkel. Während die Inzidenzwinkel am Außenschnitt im allgemeinen relativ dicht beieinander liegen, ergeben sich zur Nabe hin starke Streuungen in den Inzidenzverteilungen. Zu größeren Anstellwinkeln des Vorleitgitters nehmen die Inzidenzwinkel im Stufenbestpunkt tendenziell ab. Dies führt dazu, daß der Inzidenzwinkel am Außenschnitt zwar stets positiv bleibt, daß aber zur Nabe hin mit größer werdendem Anstellwinkel des Vorleitgitters vermehrt negative Inzidenzwinkel auftreten. Für die entstehenden Verluste ist der Außenbereich besonders wichtig, da hier die relative Eintrittsmachzahl am größten ist. Dennoch tragen die negativen Inzidenzwinkel zur Nabe hin sicher zu einer Verschlechterung des Laufradwirkungsgrades bei, auch wenn die größeren Radien der Laufradeintrittskante dort zu einer größeren Unempfindlichkeit gegenüber Fehlanströmung beitragen.

Die Laufraddurchströmung bei einem Anstellwinkel von  $\alpha_{\text{VLR}} = +75^\circ$  ist bei den drei Varianten sehr unterschiedlich. Bei der Gittervariante V1 ist die Charakteristik der Laufradzuströmung durch die intensive Rückströmung an der Außenwand bestimmt. An der Nabe ergibt sich ein positiver Inzidenzwinkel von  $\delta = 16^\circ$ . Auch für Variante V2 ergibt sich an der Nabe ein positiver Inzidenzwinkel in der gleichen Größenordnung. Am Außenschnitt ist die Strömung hier allerdings noch vorwärts gerichtet, da der Massenstrom im Vergleich zur Variante V1 wesentlich größer ist (vergl. Bild 24 und Bild 25). Für die Gittervariante V3 stellen sich ab einem Anstellwinkel von  $\alpha_{\text{VLR}} = +60^\circ$  im Nabenbereich sehr stark negative Inzidenzwinkel ein. Hier ist die Umfangskomponente der Absolutgeschwindigkeit größer als die Umfangsgeschwindigkeit des Laufrades (vergl. Bild B8). Dies kommt einer Blockierung der Laufradströmung im Nabenbereich gleich.

### 5.5 Messungen im Diffusor

#### 5.5.1 Periphere statische Druckverteilung

Die Sammelspirale eines Radialverdichters wird häufig so ausgelegt, daß das Fluid im

Auslegungspunkt gleichmäßig über den Umfang der Spirale gesammelt wird. Ist dies der Fall, so stellt sich abgesehen von unvermeidlichen Druckstörungen im Bereich der Spiralenzunge ein rotationssymmetrisches Strömungsfeld am Eintritt der Spirale ein. Sind auch die Verhältnisse am Einlauf symmetrisch, so wird sich dann im Diffusor ein über den Umfang konstanter statischer Druck einstellen, so daß das Laufrad in jeder Position stets gegen den gleichen Druck fördern kann. Wird die Sammelspirale jenseits des Auslegungspunktes betrieben, so wird sich abhängig vom Durchsatz ein über den Umfang variierender Druck einstellen. Das Laufrad erfährt dann eine mit der Drehfrequenz periodisch auftretende Druckstörung.

Die periphere statische Druckverteilung im Diffusor ist in Bild B17 für die Anstellwinkel  $\alpha_{\text{VLR}} = 0^\circ$ ,  $+40^\circ$  und  $+75^\circ$  dargestellt. Die Definition des Umfangswinkels  $\theta$  stimmt mit der in Bild 15 dargestellten Bezeichnung überein. In der linken Bildhälfte von Bild B17 sind die Messungen am Laufradaustritt ( $r/r_2 = 1.05$ ) und rechts diejenigen am Diffusoraustritt ( $r/r_2 = 1.45$ ) zu sehen. Ungefähr bei  $\varphi = 0.114$  erhält man bei  $\alpha_{\text{VLR}} = 0^\circ$  für die verwendete Spirale einen konstanten Druck am Umfang. Zu größeren Durchsätzen hin erhält die Spirale mehr und mehr den Charakter einer Düse. Die Strömung wird in Umfangsrichtung beschleunigt, so daß der Druck in Umfangsrichtung abfällt. Im Gegensatz dazu ist die Spirale bei kleineren Durchsätzen eher zu groß, so daß die Spirale wie ein Diffusor wirkt und in Umfangsrichtung Druck aufgebaut wird. Die durch die Spirale aufgeprägte Umfangsdruckstörung wirkt in fast unveränderter Intensität mit geringer Phasenverschiebung bis zum Laufradaustritt zurück. Im Bereich zwischen  $15^\circ$  und  $40^\circ$  hinter der Spiralenzunge ergibt sich am Laufradaustritt für Betriebspunkte in der Nähe der Pumpgrenze ein ausgeprägtes Druckminimum, das am Diffusoraustritt nicht mehr oder nur noch schwach erkennbar ist. Die Bahn von Fluidteilchen, die das Laufrad in der Nähe der Spiralenzunge verlassen, wird durch das stehende Druckfeld beeinflusst. Der Sprung von einem hohen Druckniveau vor der Zunge auf ein niedriges dahinter lenkt die Moleküle in Umfangsrichtung ab, so daß kurz hinter der Zunge lokal eine Strömungsbeschleunigung und ein damit korrespondierender Druckabfall resultiert.

Für  $\alpha_{\text{VLR}} = 40^\circ$  und  $75^\circ$  ist das Niveau des Druckes gegenüber der drallfreien Laufradzuströmung verringert. Die Gründe hierfür sind der verringerte Arbeitsumsatz bei Mitdrall sowie die bei zunehmender Anstellung der Vorleitschaufeln anwachsenden Drosselverluste im Einlauf. Der Betriebspunkt mit konstanter Umfangsdruckverteilung wird mit zunehmender Mitdrallstellung zu kleineren Durchsätzen hin verschoben. Bei  $\alpha_{\text{VLR}} = +75^\circ$  erhält man etwa bei  $\varphi = 0.053$  einen konstanten statischen Druck am Umfang. Dies ist bei diesem Anstellwinkel der größte gemessene Durchsatz. Während die Spirale bei drallfreier Laufradzuströmung ein breites Spektrum von Volumenströmen – sowohl mit verzögerter als auch mit beschleunigter Strömung in Umfangsrichtung – erfährt, wird von der Kennlinie bei starkem Mitdrall nur noch der Teil mit Verzögerung in der Spirale genutzt. Hier besteht aufgrund des positiven

Druckgradienten in Umfangsrichtung die Gefahr von Strömungsablösungen.

### 5.5.2 Verlustaufteilung in der Stufe

Neben den detaillierten Strömungsmessungen soll auch eine Aussage über die Zustandsänderung in den nachfolgenden Stufenelementen: Laufrad, Diffusor und Spirale mit Austrittsdiffusor getroffen werden. Für die Aufteilung der Verluste in der Stufe ist unter anderem die Kenntnis des Zustands am Laufradaustritt erforderlich. Die Strömung am Laufradaustritt ist aufgrund der sich im Laufradkanal ausbildenden Strahl- und Totwasserzonen (Jet-Wake) allerdings starken Impulsschwankungen unterworfen, so daß eine meßtechnische Erfassung der Strömungszustände mit stationären Meßmethoden äußerst problematisch ist. Die Zustände am Laufradaustritt können aber mit vertretbarem Aufwand in Anlehnung an die Methode von MEHLDAL [43] bestimmt werden. Danach müssen die Temperatur vor und nach Verdichter sowie der statische Druck am Laufradaustritt bekannt sein. HAUSENBLAS [44] weist darauf hin, daß die Messung des statischen Druckes direkt am Laufradaustritt mit größeren Fehlern behaftet ist, da sie auf der offenen Laufradseite durch die Rückwirkung der rotierenden Laufschaufeln und auf der geschlossenen Seite durch den Einfluß des Gehäuserücksprungs beeinflusst wird. Er schlägt daher eine radiale Verlegung der Druckmeßstellen in den schaufellosten Raum vor. Aus diesem Grund wurden die in Bild 15 gezeigten Meßpositionen bei einem Radienverhältnis von  $r/r_2 = 1.05$  angebracht, wo die Impulsschwankungen bereits zu einem großen Teil abgeklungen sind. Der Einfluß der Radseitenreibung wurde bei der Bestimmung des Zustands am Laufradaustritt vernachlässigt.

Unter Annahme einer adiabaten Zustandsänderung zwischen Laufradaustritt (2) und druckseitiger Stufenmeßstelle (7) ändert sich die mittlere Totaltemperatur bis Stufenaustritt nicht, so daß diese am Laufradaustritt aus der Kennfeldmessung bekannt ist:

$$\bar{T}_{2,t} = \bar{T}_{7,t}. \quad \text{Gl. (23)}$$

Aus dem gleichen Grund stimmt die mittlere Totaltemperatur vor Laufrad  $\bar{T}_{1,t}$  mit derjenigen in der Ansaugkammer  $T_K$  überein. Aus der Eulergleichung folgt bei Kenntnis des Vordralls die mittlere Umfangskomponente der Geschwindigkeit am Laufradaustritt zu:

$$\overline{c_{2u}} = \frac{c_p \cdot (\bar{T}_{2,t} - \bar{T}_{1,t}) + \overline{u_1 c_{1u}}}{u_2}. \quad \text{Gl. (24)}$$

Die mittlere Meridiangeschwindigkeit am Laufradaustritt folgt mit zunächst geschätzter Dichte aus der Kontinuitätsbeziehung:



$$\overline{c_{2m}} = \frac{\dot{m}}{\overline{\rho_2} \cdot A_2}. \quad \text{Gl. (25)}$$

Es folgt die mittlere statische Temperatur am Laufradaustritt zu:

$$\overline{T}_2 = \overline{T}_{2,t} - \frac{\overline{c_{2u}}^2 + \overline{c_{2m}}^2}{2c_p}. \quad \text{Gl. (26)}$$

Es lässt sich somit eine verbesserte mittlere Dichte

$$\overline{\rho_2} = \frac{\overline{p_2}}{R \cdot \overline{T}_2} \quad \text{Gl. (27)}$$

berechnen, mit der ein Iterationsprozess gestartet werden kann. Der mittlere Strömungswinkel am Laufradaustritt folgt zu

$$\overline{\alpha_2} = \text{atan}\left(\frac{\overline{c_{2m}}}{\overline{c_{2u}}}\right). \quad \text{Gl. (28)}$$

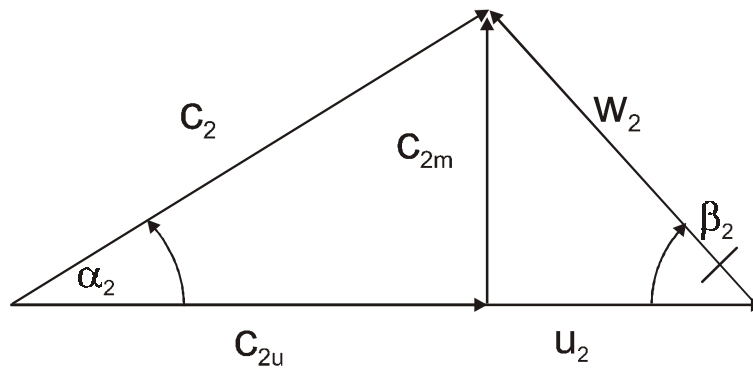


Bild 34: Geschwindigkeitsdreieck am Laufradaustritt

Mit der mittleren Absolutgeschwindigkeit

$$\overline{c_2} = \sqrt{\overline{c_{2m}}^2 + \overline{c_{2u}}^2} \quad \text{Gl. (29)}$$

folgt die mittlere Machzahl am Laufradaustritt zu:

$$\overline{M}_2 = \frac{\overline{c_2}}{\sqrt{\kappa \cdot R \cdot \overline{T}_2}}. \quad \text{Gl. (30)}$$

Der mittlere Totaldruck am Laufradaustritt lässt sich schließlich mit Hilfe der Isentrophenbeziehung zu

$$\bar{p}_{2,t} = \bar{p}_2 \cdot \left( \frac{\bar{T}_{2,t}}{\bar{T}_2} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} \quad \text{Gl. (31)}$$

bestimmen.

Für die mittlere Umfangskomponente der Geschwindigkeit am Diffusoraustritt wird die Beziehung

$$\bar{c}_{3u} = \lambda_{23} \cdot \bar{c}_{2u} \cdot \frac{r_2}{r_3} \quad \text{Gl. (32)}$$

angesetzt. Hierin kennzeichnet der Wert  $\lambda_{23}$  den Drallverlust im schaufellosen Diffusor. Basierend auf von HAGELSTEIN et al. [45] präsentierten Meßergebnissen am gleichen Verdichter mit drallfrei angeströmten Laufrad ( $M_{u2} = 0.86$ ) konnte der Drallverlustkoeffizient als Funktion des Strömungswinkels ermittelt werden (s. Bild 35). Geringe Massenströme sind durch flache Abströmwinkel  $\alpha_2$  aus dem Laufrad gekennzeichnet. Die Fluidteilchen müssen dann einen weiten Weg bis zum Diffusoraustritt zurücklegen, was einen größeren Drallverlust bewirkt. Bei großen Massenströmen und großen Strömungswinkeln  $\alpha_2$  hingegen ist der Drallverlust aufgrund der dann kürzeren Wege geringer und der Koeffizient  $\lambda_{23}$  tendiert gegen den Wert 1. Mit Hilfe des Diagramms in Bild 35 läßt sich  $\lambda_{23}$  für Strömungswinkel im Intervall  $12^\circ < \alpha_2 < 43^\circ$  durch Interpolation ermitteln und  $c_{3u}$  wird nach Gl. (32) bestimmbar.

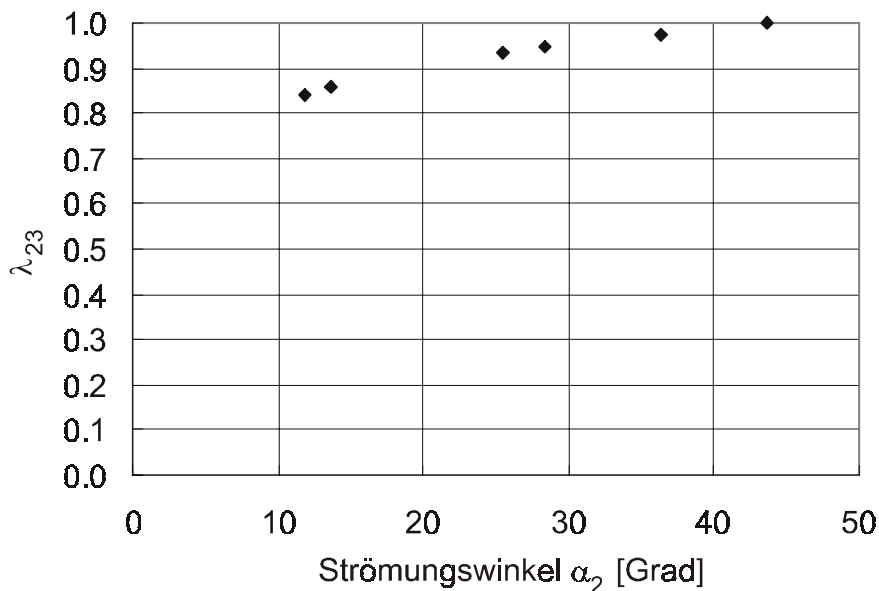


Bild 35: Drallverlustkoeffizient als Funktion des Strömungswinkels am Laufradaustritt

Für die mittlere Meridiangeschwindigkeit folgt ähnlich wie in Gl. (25) mit zunächst geschätzter Dichte:

$$\bar{c}_{3m} = \frac{\dot{m}}{\bar{\rho}_3 \cdot A_3} \quad \text{Gl. (33)}$$

Mit

$$\bar{T}_{3,t} = \bar{T}_{2,t} \quad \text{Gl. (34)}$$

für einen adiabaten Diffusor folgt die statische Temperatur am Diffusoraustritt zu:

$$\bar{T}_3 = \bar{T}_{3,t} - \frac{\bar{c}_{3u}^2 + \bar{c}_{3m}^2}{2c_p} \quad \text{Gl. (35)}$$

Es läßt sich somit mit dem gemessenen mittleren statischen Druck  $p_3$  eine verbesserte Dichte

$$\bar{\rho}_3 = \frac{\bar{p}_3}{R \cdot \bar{T}_3} \quad \text{Gl. (36)}$$

berechnen, mit der erneut ein Iterationsprozess gestartet werden kann. Der mittlere Totaldruck am Laufradaustritt läßt sich schließlich mit Hilfe der Isentropenbeziehung zu

$$\bar{p}_{3,t} = \bar{p}_3 \cdot \left( \frac{\bar{T}_{3,t}}{\bar{T}_3} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} \quad \text{Gl. (37)}$$

bestimmen.

## 5.6 h,s-Diagramme

Die Vorleitgittergeometrie beeinflusst nicht nur die Verlustentstehung im Einlaufsystem, sondern über die davon abhängige Laufradanströmung die Zustandsänderung in der gesamten Stufe. Diese läßt sich für einen bestimmten Betriebspunkt in übersichtlicher Weise in einem h,s-Diagramm darstellen. Die Zustandsgrößen wurden basierend auf den experimentellen Ergebnissen für die in Tabelle A3 dargestellten Betriebspunkte in insgesamt 6 Meßebenen bestimmt. Die Meßebenen K und 7 stimmen mit den in Kapitel 4.3.1 beschriebenen saug- und druckseitigen Ebenen für die Erfassung der Stufen- daten überein. Die Ebenen 0 und 1 konnten aus den Sondenabtastungen vor dem Vorleitrad (VLe) und vor dem Laufrad (VLa) durch eine Mittelung in Umfangs- und in radialer Richtung bestimmt werden (vergl. Kapitel 5.2.1). Die Zustände in Ebene 2

(nach Laufrad) und 3 (am Diffusoraustritt) wurden nach der in Kapitel 5.5 beschriebenen Methode ermittelt.

Die  $h,s$ -Diagramme für die Optimalpunkte bei den 6 untersuchten Vorleitgitterstellungen der Variante V1 sind in Bild B18 dargestellt. Die Rauten kennzeichnen die statischen und die Quadrate die zugehörigen totalen Zustandsänderungen. Bei adiabater Betrachtung ist die Entropieänderung direkt der Dissipationswärme proportional, so daß durch einen Vergleich der Diagramme schnell eine qualitative Zuordnung der Verlustentstehung zu den einzelnen Stufenelementen vorgenommen werden kann.

Die Strömungsverluste im Einlauf ( $0 \Rightarrow 1$ ) sind bei kleinen Anstellwinkeln des Vorleitgitters sehr gering im Vergleich zu den übrigen Verlusten in der Stufe. Sie steigen bei zunehmenden Mitdrallstellungen stark an. Insbesondere bei einem Anstellwinkel von  $\alpha_{VLR} = 75^\circ$  wird der Drosseleffekt besonders deutlich. Bei  $\alpha_{VLR} = 60^\circ$  ist die Drosselung geringer, aber es erfolgt eine stärkere Druckabsenkung durch die Beschleunigung der Strömung (Anstieg von  $c_{1m}$  und  $c_{1u}$ ). Neben der Erzeugung von Vordrall hat demnach auch die Druckabsenkung hinter dem Vorleitgitter einen entscheidenden Einfluß auf die in Bild 24 bis Bild 26 dargestellten Kennfelder.

Auch die Verluste in den übrigen Stufenelementen ändern sich stark bei Variation des Anstellwinkels. Das Laufrad arbeitet bis zu großen Mitdrallstellungen mit guten Wirkungsgraden (Steigung der Linie  $1 \Rightarrow 2$ ), da hier die relative Machzahl am Eintritt stark abnimmt. Gleichzeitig verringert sich die Verzögerung im Rad, was einer Reduzierung der Schaufelbelastung entspricht. Demgegenüber fällt der Laufradwirkungsgrad schon bei der moderaten Gegendrallstellung von  $\alpha_{VLR} = -20^\circ$  stark ab (erhebliche Entropiezunahme). Der Grund hierfür liegt im starken Anstieg der relativen Machzahl am Laufradeintritt und der zunehmenden Diffusion im Laufrad. Ein Hauptgrund für den Abfall des Stufenwirkungsgrades bei starken Mitdrallstellungen liegt offensichtlich in der Zunahme der Strömungsverluste im schaufelloren Diffusor. Die untersuchten Optimalpunkte rücken bei größer werdenden Vorleitgitterstellungen immer mehr in Richtung der Pumpgrenze, die durch sehr flache Strömungswinkel im Diffusor und damit aufgrund der langen Strömungswege durch große Reibungsverluste gekennzeichnet ist. Die Strömungsverluste in der Spirale sind für alle untersuchten Betriebspunkte relativ groß.

Bild B19 zeigt die entsprechenden Diagramme für die Optimalpunkte der Gittervariante V2. Das grundlegende Verhalten ist bei dieser Variante ähnlich. Bei einem Vergleich mit den  $h,s$ -Diagrammen der Variante V1 ist aber zu beachten, daß die Massenströme nicht identisch sind. Tendenziell ist festzustellen, daß die Einlaufverluste bei Variante V2 bei der gleichen Vorleitgitterstellung geringer sind, bei allerdings geringerer Regelwirkung. Auffällig ist, daß die Steigung der Linie  $1 \Rightarrow 2$ , also der Laufradwirkungsgrad der Variante V2, bei zunehmenden Mitdrallstellungen kontinuier-

lich besser wird. Offensichtlich wirken sich die kleinere relative Machzahl am Laufradeintritt sowie die geringere Belastung des Laufrades durch den Vordrall bei günstiger Anströmung positiv auf die Qualität der Energieübertragung aus. Die  $h,s$ -Diagramme für die Gittervariante V3 sind in Bild B20 gezeigt.



## 6. Nachrechenmodell für die Radialverdichterstufe

Es soll die Strömung in den einzelnen Stufenelementen einer Radialverdichterstufe untersucht werden. Die Analyse bezieht sich auf das in Bild 36 schematisch dargestellte System. Die Berechnungen starten in der Eintrittsebene in die Stufe (Ebene 0). Hier wird der Eintrittszustand, sowie der Massendurchsatz vorgegeben. Das Fluid gelangt dann zum Vorleitrad, wo der Strömung ein von der Gitterstellung abhängiger Drall aufgeprägt wird. Es ist der allgemeine Fall mit Nabenkörper im Bereich des Vorleitgitters dargestellt. Der Fall ohne Nabenkörper ist mit dem Nabendurchmesser  $r_{Li} = 0$  als Sonderfall enthalten. Die exakten Abläufe im Bereich des Vorleitgitters selbst interessieren hier nicht. Es wird erst in der Ebene L direkt hinter dem Vorleitgitter mit der Analyse der Drallströmung begonnen. Zwischen der Ebene L und der Ebene 1 kurz vor Eintritt in das Laufrad wird sich die Drallströmung hinter dem Vorleitgitter in Abhängigkeit von den geometrischen Randbedingungen umwandeln. Die Ebene 1\* befindet sich kurz hinter der Laufradeintrittskante, so daß zwischen den Kontrollebenen 1 und 1\* die Strömungsvorgänge am Laufradeintritt betrachtet werden. Die Strömung im Laufrad selbst wird bis zur Ebene 2\* kurz vor Laufradaustritt beschrieben. Der Übergang vom rotierenden Laufrad in das Absolutsystem des Radialdiffusors wird in Kontrollebene 2 behandelt. Der Energieumwandlungsprozeß im schaufelloren Diffusor schließt sich von Ebene 2 bis 3 an. Die Kontrollebenen 3\*, 4\* und 4 sind für den Fall eines beschaufelten Leitrades vorgesehen. Der Austritt aus dem Radialdiffusor ist mit der Kontrollebene 5 gegeben. Wenn kein beschaufelter Diffusor eingesetzt wird,

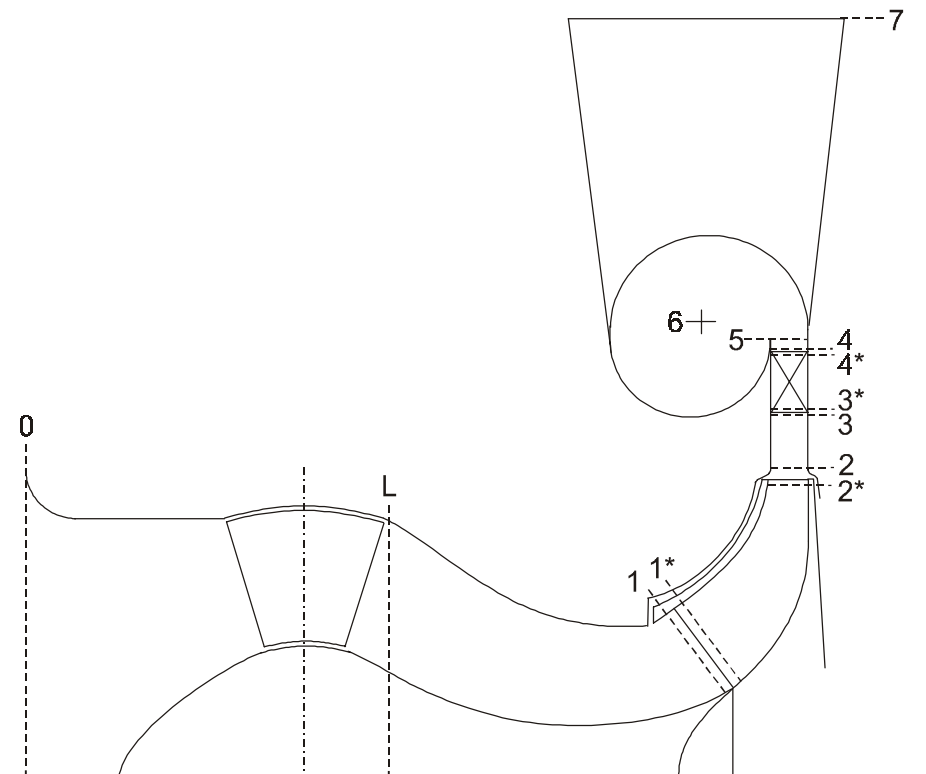


Bild 36: Schnittbild eines Radialverdichters mit Kontrollebenen

was im Rahmen dieser Untersuchung der Fall ist, so wird Kontrollebene  $3 \equiv 5$ . Die Ebene 6 markiert den engsten Querschnitt am Übergang von der Spirale in den Kegeldiffusor und Ebene 7 schließlich den Austritt aus dem Kegeldiffusor und damit den Stufenaustritt. Im Anschluß an Ebene 5 wäre alternativ auch die Modellierung eines Rückführkanals denkbar, die aber in der hier vorliegenden Arbeit nicht behandelt werden soll.

Um die Verdichterstufe nicht nur für den Auslegungspunkt, sondern auch für Teillastpunkte nachrechnen zu können, ist die Kenntnis des Strömungszustandes vor Laufradeintritt in Ebene 1 erforderlich. Neben den repräsentativen Mittelwerten für Druck, Geschwindigkeit, Strömungswinkel und Fluidtemperatur sind auch deren radiale Verteilungen von Interesse. Bei Verwendung eines Vorleitrades ergibt sich das Problem, daß zunächst weder die Mittelwerte noch die Strömungsverteilungen am Laufradeintritt bekannt sind. Ziel des zu erstellenden Nachrechenmodells ist es daher, die Auswirkungen eines um den Winkel  $\alpha_{\text{VLR}}$  angestellten Vorleitrades auf die Zuströmung zum Laufrad auf der Basis der Empirie nachrechnen zu können. Als Ergebnis der Berechnung sollen verlässliche Vorhersagen der repräsentativen Mittelwerte am Laufradeintritt vorliegen. Darüber hinaus sollen physikalisch sinnvolle Näherungen für die Verteilungen der Strömungsgrößen am Laufradeintritt zur Verfügung stehen. Hierbei wird das Fluid wegen der übersichtlicheren Darstellung als ideales Gas angesehen. Die bei Verstellung des Vorleitrades geänderte Zuströmung zum Laufrad nimmt direkten Einfluß auf die Energieübertragung und die Stabilitätsgrenze des Verdichters. Die Durchströmung von Radialdiffusor und Spirale sowie des Kegeldiffusors weicht von derjenigen im Auslegungspunkt ab. Um die Auswirkungen der Vorleitregelung auf das Laufrad, den Radialdiffusor und die Spirale analysieren zu können, soll das Nachrechenmodell auch auf diese Stufenelemente ausgedehnt werden. Als Ergebnis sollen die Auswirkungen der Vorleitradverstellung auf die Zustandsänderungen im Verdichter in Form von detaillierten  $h,s$ -Diagrammen für den gesamten Kennfeldbereich bestimmbar sein.

### 6.1 $h,s$ -Diagramm für die Zustandsänderung im Verdichter

Die Zustandsänderungen in den einzelnen Stufenelementen können in dem in Bild 37 dargestellten schematischen  $h,s$ -Diagramm veranschaulicht werden. Das Diagramm gilt in dieser Form nur für adiabate Strömung, d.h. Wärmeübergänge vom Verdichter an die Umgebung oder umgekehrt seien hier vernachlässigt. Diese Vereinfachung ist dann gestattet, wenn die unmittelbare Umgebung des Verdichters etwa das gleiche Temperaturniveau aufweist wie der Verdichter selbst und wenn interne Wärmeströme z.B. vom Gehäuse bis zurück in den Einlauf vernachlässigbar sind. Bei großen Temperaturunterschieden, wie sie typischerweise bei Abgasturboladern oder auch bei Gasturbinen auftreten, sind die Wärmeflüsse nicht mehr vernachlässigbar. Diese



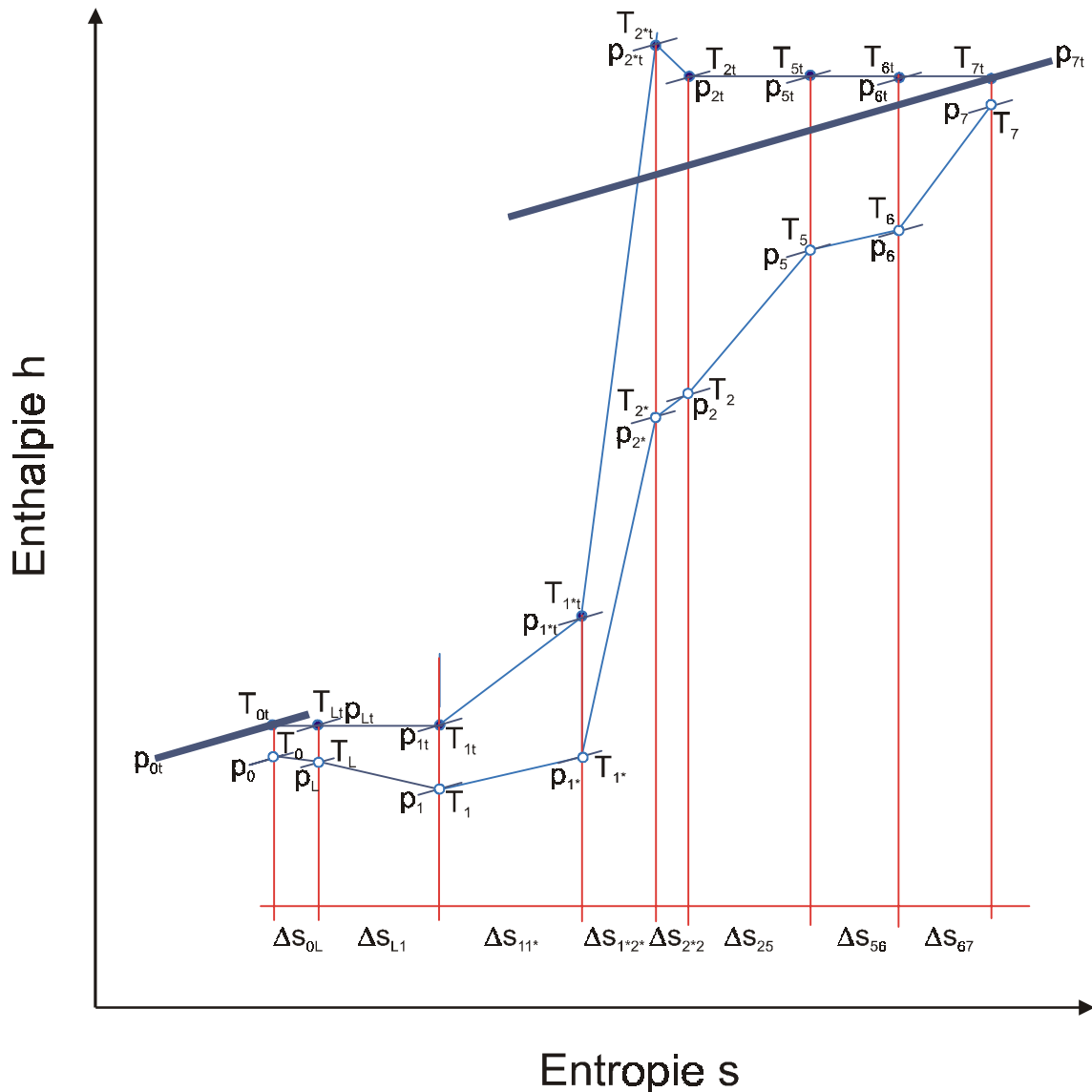


Bild 37: Detailliertes h,s-Diagramm für die gesamte Radialverdichterstufe

beeinflussen dann insbesondere die herkömmlich definierten Wirkungsgrade stark, so daß erweiterte Wirkungsgraddefinitionen verwendet werden müssen (vergl. RAUTENBERG und KÄMMER [46] und HAGELSTEIN et al. [47]).

Global betrachtet erfolgt im Verdichter eine Zustandsänderung von der Isobaren  $p_0$  mit der Temperatur  $T_0$  auf die Isobare  $p_7$  mit der Temperatur  $T_7$ . Werden auch die Strömungsgeschwindigkeiten an Ein- und Austritt beachtet, so ergeben sich die dazugehörigen totalen Zustände mit  $p_{0t}$ ,  $T_{0t}$  und  $p_{7t}$ ,  $T_{7t}$ . Die Zustandsänderung von 0 nach 7 wird häufig näherungsweise als Polytrope angesehen, was bedeutet, daß die Reibungswärme dem Fluid proportional zur Enthalpieerhöhung zugeführt wird.

Die reale Zustandsänderung in der Stufe ist im allgemeinen jedoch weit von einer Polytrope entfernt, wie die Unterteilung des h,s-Diagrammes in die einzelnen Stufen-elemente zeigt. Im Verdichtereinlauf zwischen dem Eintritt in die Stufe (0) und dem

Vorleitgitter (L), sowie zwischen Vorleitgitter und Laufradeintritt (1) erfolgt in der Regel eine Strömungsbeschleunigung, die bei adiabater Betrachtung immer unter Entropiezunahme verläuft. Die Strömung bis vor Laufradeintritt ist verlustbehaftet, was sich auch in dem abnehmenden Totaldruck zeigt. Beim Übergang vom ruhenden (1) in das rotierende System (1\*) wird bereits Arbeit auf das Fluid übertragen, so daß ein Anstieg des Totaldruckes erfolgt. Die dabei entstehenden Verluste und Entropieerhöhungen hängen vom Grad der Fehlanströmung und der Größe der Relativgeschwindigkeit am Laufradeintritt ab. Die eigentliche Energieübertragung auf das Fluid erfolgt dann im Laufrad bis zum Zustand 2\*, wo sich bekanntermaßen eine Jet-Wake Strömung ausbildet. Die Unterteilung in eine Jet- und eine Wake-Zone geht auf DEAN and SENOO [48] zurück. Der experimentelle Nachweis erfolgte durch ECKHARDT [49]. Die vollständige Ausmischung der Strömung erfolgt dann bis zur Ebene 2. Man ist bestrebt, einen möglichst großen Anteil der hohen kinetischen Energie am Laufradaustritt in Druck umzusetzen. Hierfür wird in der Regel ein unbeschaufeltes oder beschaufeltes Leitrad (oder eine Kombination aus beiden) verwendet. An den Austritt des Radialdiffusors (3 bzw. 5) schließt sich die Sammelspirale an. Die Kontrollebene für den Spiralaustritt befindet sich hier im engsten Querschnitt (6) beim Übergang in den Kegeldiffusor. Die Spirale wird häufig mit einer reinen Sammelcharakteristik ausgelegt, d.h. daß im Auslegungspunkt kein Druckaufbau vom Diffusoraustritt bis zum engsten Querschnitt der Spirale erfolgt. Bei kleineren bzw. größeren Massenströmen stellt sich dann jedoch wie bereits angedeutet eine Verzögerung (mit Druckaufbau) bzw. Beschleunigung (mit Druckabsenkung) in Umfangsrichtung ein. Unabhängig davon ergibt sich auch hier stets eine Entropiezunahme. Der Anschluß von der Spirale an das Rohrleitungssystem erfolgt über den anschließenden Austrittsdiffusor, in dem nochmals die Möglichkeit besteht, über eine Flächenerweiterung kinetische Energie abzubauen, um somit den statischen Druck zu erhöhen.

## 6.2 Grundgedanke der Modellierung

Ziel des zu erstellenden Nachrechenmodells ist es, die Zustandsänderungen in der Stufe für beliebige Betriebspunkte nachzurechnen. Dabei werden für die einzelnen Stufenelemente Einlauf mit Vorleitrads, Laufrad, schaufelloser Diffusor, Sammelspirale und Kegeldiffusor Strömungsmodelle erstellt, mit denen die jeweiligen Austrittszustände in Abhängigkeit von den dazugehörigen Zuständen am Eintritt bestimmt werden können. Im Rahmen dieser Arbeit soll nicht auf die Strömung in beschaufelten Diffusoren eingegangen werden. Deren Nachrechnung ist ausführlich bei SEIDEL [50] beschrieben. Die dort verwendeten Strömungsmodelle sind für eine Einbindung in das hier vorgestellte Modell geeignet, so daß hier Anknüpfungspunkte für eine Fortführung der Arbeiten gegeben sind.

Die im Einzelnen ablaufenden Strömungsvorgänge sind äußerst komplex und in wei-

ten Bereichen hochgradig instationär. Im Rahmen der hier angestrebten, mehr globalen Betrachtung sind jedoch die im Detail ablaufenden Vorgänge von untergeordneter Bedeutung. Vielmehr geht es darum, die globalen Zustandsänderungen in Übereinstimmung mit experimentellen Daten richtig wiederzugeben. Die Zustände sind durch repräsentative Mittelwerte der Strömungsgrößen an den Systemgrenzen festgelegt. Für die Berechnung dieser Mittelwerte und der sich einstellenden Strömungsverluste mit Hilfe von geeigneten Verlustmodellen werden jedoch auch Strömungsverteilungen betrachtet, die möglichst physikalisch sinnvoll und in Übereinstimmung mit experimentellen Beobachtungen gewählt werden. Die globale Übereinstimmung der Rechen- und Meßergebnisse wird sichergestellt, indem in die Strömungsmodelle geeignete Modellkoeffizienten eingebaut werden, die dann anschließend über das Experiment identifiziert werden müssen.

### 6.3 Einlauf

#### 6.3.1 Verlustmodell für die Einlaufströmung nach KASSENS

KASSENS [34] hat ein Verlustmodell vorgeschlagen, mit dem die Strömungsverluste hinter dem Vorleitgitter eines Radialverdichters berechnet werden können. Es wird von dem einfachen aus der Rohrhydraulik stammenden Verlustansatz

$$\Delta p_E = \lambda_R \cdot \frac{l}{D} \cdot \rho \cdot \frac{\bar{c}^2}{2} \quad \text{Gl. (38)}$$

für eine ausgebildete, reibungsbehaftete Rohrströmung ausgegangen. Für den Fall des Einlaufes ohne Vorleitgitter, also für drallfreie Einlaufströmung ist ein solcher Ansatz einleuchtend und sinnvoll, da für den Rohrreibungsbeiwert  $\lambda$  detaillierte Erkenntnisse in Form des Diagramms von Nikuradse vorliegen. KASSENS schlägt vor, den in Gl. (38) angegebenen Verlustansatz auch für drallbehaftete Strömung zu verwenden, wobei die vermehrte Verlustbildung durch zusätzliche Wandreibung der Drallströmung, durch Wirbelablösung und durch innere Dissipation global durch einen zusätzlichen Reibungsbeiwert  $\lambda_{\text{Drall}}$  berücksichtigt wird. Für den Drallverlustbeiwert wird folgende Abhängigkeit vom Verstellwinkel des Vorleitgitters angenommen:

$$\lambda_{\text{Drall}} = 1 + \lambda_{\text{Drall, max}} \cdot \left( \frac{\alpha_{\text{VLR}}}{\alpha_{\text{VLR, max}}} \right)^{\vartheta} \quad \text{Gl. (39)}$$

Später können hier aus dem Experiment gewonnene Erfahrungen einfließen. Gl. (39) eingesetzt in Gl. (38) führt auf die Verlustgleichung

$$\Delta p_E = \lambda_R \cdot \lambda_{\text{Drall}} \cdot \frac{l_{\text{ax}}}{D_S} \cdot \rho_1 \cdot \frac{\bar{c}_1^2}{2} \quad \text{Gl. (40)}$$

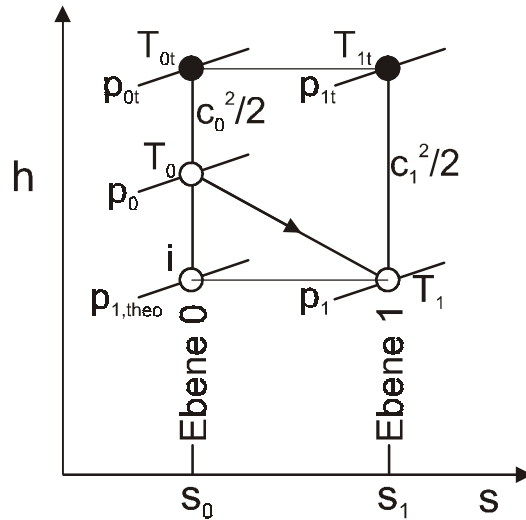


Bild 38: h,s-Diagramm für die adiabate Entspannung im Einlauf nach KASSENS [34]

Hierbei sind nach KASSENS neben den genannten Verlustbeiwerten  $\lambda_R$  und  $\lambda_{Drall}$  die axiale Länge des Einlaufes  $l_{ax}$ , der Saugmünddurchmesser  $D_S$ , sowie die Dichte und die mittlere Geschwindigkeit am Radeintritt  $\rho_1$  bzw.  $\bar{c}_1$  zu verwenden. Hierbei wird zunächst  $\rho_1 = \rho_0$  geschätzt.

Die Zustandsänderung im Einlauf läßt sich nach KASSENS vereinfacht im h,s-Diagramm in Bild 38 darstellen. Der im allgemeinen vorliegende verlustbehaftete Entspannungsprozeß führt vom Zustand 0 unter Entropiezunahme auf den Zustand 1, wobei für die Bestimmung des Druckes  $p_1$  aus dem Energiesatz die vereinfachende Annahme getroffen wird, daß sich bei isentroper Strömung die gleiche Geschwindigkeitssteigerung wie bei verlustbehafteter Strömung ergeben würde, so daß für den mittleren statischen Druck am Laufradeintritt folgt:

$$\bar{p}_1 = p_0 \cdot \left[ 1 - \frac{\bar{c}_1^2 - \bar{c}_0^2}{2c_p T_0} \right]^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} - \Delta p_E. \quad \text{Gl. (41)}$$

Aus Gl. (41) wird ersichtlich, daß die Druckabsenkung am Laufradeintritt nunmehr aus der Strömungsbeschleunigung von 0 nach 1 und den Druckverlusten im Einlauf zusammengesetzt ist, wobei beide von der repräsentativen Geschwindigkeit am Radeintritt  $\bar{c}_1$  abhängig sind.

Im folgenden soll wie bei KASSENS von einer linearen Verteilung der Meridiangeschwindigkeit vor Laufradeintritt ausgegangen werden. Wie in Kapitel 5.2.4 gezeigt, ist es sinnvoll, die Umfangskomponente der Geschwindigkeit durch einen Rankine-Wirbel anzunähern. Die Bestimmung des Radius des Knickpunktes in der dazugehörigen  $c_u$ -Verteilung kann z.B. in Anlehnung an KASSENS basierend auf einer energetischen Betrachtung erfolgen:

$$v_K = \frac{r_K}{r_a} = e^{-\frac{1}{4} \left[ 1 - \left( \frac{v_1}{v_K} \right)^4 \right]} \quad \text{Gl. (42)}$$

mit  $v_1$  als Nabenverhältnis des Laufrades. Der Nachteil dieser Methode besteht darin, daß der Radius des Knickpunktes dann ausschließlich von der Geometrie, nicht aber von der Strömung selbst abhängt. Die in Kapitel 5.2.5 präsentierten Meßergebnisse zeigen hingegen, daß die Lage des Knickpunktes in der  $c_u$ -Verteilung für ein und dieselbe Geometrie je nach Betriebspunkt deutlich unterschiedlich sein kann. Es wurde ein Zusammenhang mit den sich im und nach dem Vorleitgitter ergebenden Totaldruckverlusten festgestellt. Aus diesem Grund wird in dem hier zu erstellenden Strömungsmodell der Radius des Knickpunktes in der  $c_u$ -Verteilung  $r_K$  direkt an die entstehenden Totaldruckverluste gekoppelt.

### 6.3.2 Bestimmung der Meridiangeschwindigkeit am Laufradeintritt

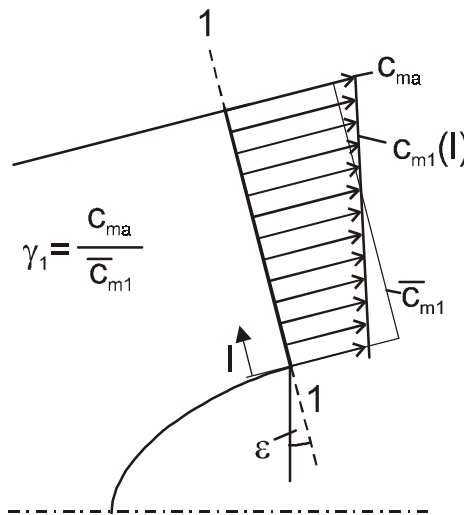


Bild 39: Verteilung der Meridiangeschwindigkeit vor Laufrad nach KASSENS [34]

Die mittlere, lineare Verteilung der Meridiangeschwindigkeit am Laufradeintritt ergibt sich nach Kassens aus einem differentiellen Ansatz der Kontinuitätsgleichung zu

$$\frac{c_{m1}}{c_{m1}} = H_1 \cdot \frac{l}{b_1} + H_2 \quad \text{Gl. (43)}$$

mit den Abkürzungen

$$H_1 = \frac{3(1+v)(\gamma_1 - 1)}{1 + 2v} \quad \text{Gl. (44)}$$

und

$$H_2 = \frac{3(1 + \nu) - \gamma_1(2 + \nu)}{1 + 2\nu}. \quad \text{Gl. (45)}$$

Hierbei gibt der Parameter

$$\gamma_1 = \frac{c_{ma}}{c_{m1}} \quad \text{Gl. (46)}$$

den Grad der Abweichung von einer konstanten Geschwindigkeitsverteilung an (s. Bild 39).

### 6.3.3 Umwandlung der drallfreien Zuströmung vor Leitrad in eine drallbehaftete Strömung nach Leitrad

Dem Rechenmodell soll die Annahme zugrunde liegen, daß sich die Strömung dem Vorleitgitter drallfrei nähert. Dabei möge die Axialgeschwindigkeit vor dem Leitgitter zunächst konstant über den Radius verteilt sein. Diese axiale Strömung trifft, wie in Bild 40 skizziert, auf das Vorleitgitter, das die Teilung  $t$  und die Sehnenlänge  $l$  aufweist. Die Teilung ist proportional zum Radius  $r$ , und auch für die Sehnenlänge gilt dies im allgemeinen hinreichend genau. Für die Zuströmung ist daher das Schaufelgitter häufig in guter Näherung auf jedem Radius geometrisch ähnlich. Folgt die Strömung den Schaufeln in idealer Weise, so erhält man am Leitradaustritt auf einem beliebigen Radius das in Bild 40 gezeigte Geschwindigkeitsdreieck (vergl. CHEN et al. [36]). Bei ausgeführten Vorleitgittern bleibt im Zentrum bei maximaler Schaufelverstellung häufig eine Öffnung frei, da man aufgrund der kleinen Abmessungen an die

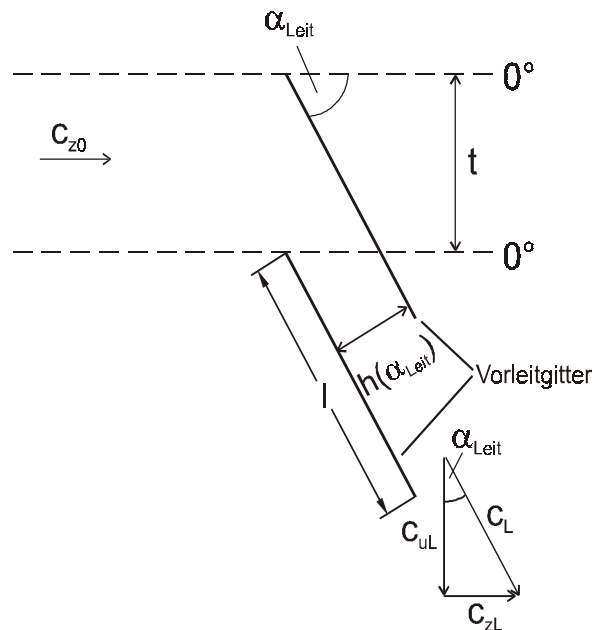


Bild 40: Idealisierte Umlenkung des axialen Zuströmprofils im Vorleitgitter nach CHEN et al. [36]

Grenzen der Fertigung stößt, oder weil durch die Öffnung ein Mindestmassenstrom aufrechterhalten bleiben soll, der zur Abfuhr der im Laufrad entstehenden Reibungswärme erforderlich ist. Der Anteil der Fläche der Öffnung an der Gesamtfläche des Vorleitgitters ist aber üblicherweise sehr gering, so daß die Schaufeln näherungsweise gedanklich bis ins Zentrum verlängert werden können. Hierbei ergeben sich natürlich lokale Abweichungen vom sich tatsächlich ausbildenden Strömungsfeld, die jedoch für die hier durchgeführte globale Betrachtung bedeutungslos sind. Gemäß Bild 40 können sowohl  $c_{zL}$  als auch  $c_{uL}$  zunächst als konstant über den Radius angesehen werden, wobei sich die Axialkomponente mit der zu  $\rho_L = \rho_0$  geschätzten Dichte durch die Kontinuitätsbeziehung bestimmt:

$$c_{zL} = \frac{\dot{m}}{\pi \rho_L r_{La}^2 (1 - v_L^2)} . \quad \text{Gl. (47)}$$

Hierin ist das Radienverhältnis des Nabenkörpers am Leitradaustritt:

$$v_L = \frac{r_{Li}}{r_{La}} . \quad \text{Gl. (48)}$$

Die Geschwindigkeitskomponente in Umfangsrichtung  $c_{uL}$  folgt bei unendlicher Schaufelzahl direkt aus dem Metallwinkel der Vorleitschaufeln. In der realen Strömung ist dieser Zusammenhang jedoch nicht exakt gültig, da diese hinter dem Leitrad aufgrund der endlichen Schaufelzahl nicht schaufelparallel sein wird. Außerdem ist die Leitradabströmung keinesfalls radial und peripher ausgeglichen. Vielmehr werden sich mehr oder minder stark ausgeprägte Nachlaufdellen sowie radial ungleichmäßige Strömungsverteilungen einstellen. Es wird daher spekulativ für den Strömungswinkel ein Ansatz gewählt, der es ermöglicht, mit Hilfe von nur wenigen Parametern eine Anpassung an die wahren Gegebenheiten vorzunehmen. Der Strömungswinkel in Ebene L wird definiert zu:

$$\alpha_L = \alpha_{Bez} \cdot \left( \frac{\alpha_{VLR}}{\alpha_{Bez}} \right)^l . \quad \text{Gl. (49)}$$

Für die Umfangskomponente folgt dann

$$c_{uL} = c_{zL} \cdot \tan \alpha_L . \quad \text{Gl. (50)}$$

Diese Geschwindigkeitsverteilung nach Leitrad verkörpert den anfänglichen Drall, der der Strömung von den Leitschaufeln aufgeprägt wurde. Der Wirbel mit konstanter  $c_u$ - und  $c_z$ -Verteilung befindet sich allerdings nicht im radialen Gleichgewicht. Vielmehr wird in der Natur bereits in kurzem Abstand hinter dem Vorleitgitter ein Rankine-Wirbel beobachtet (vergl. Kapitel 5.2). Es soll nun angenommen werden, daß sich die ursprünglich vorhandene konstante Verteilung der  $c_u$ -Komponente in einen Rankine-

Wirbel umwandelt. Dazu soll der in Bild 41 gezeigte Kontrollraum für ein Strömungselement zwischen der Ebene L nach Leitgitteraustritt und der Ebene 1 vor Laufradeintritt betrachtet werden. Der Drall an einer Stirnfläche A des Kontrollraumes ergibt sich zu:

$$L = \int_A \rho r c_u d\dot{V}. \quad \text{Gl. (51)}$$

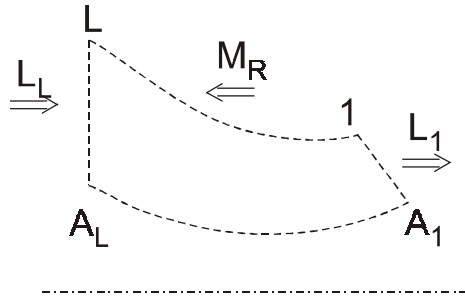


Bild 41 Kontrollraum für die Umwandlung der Drallströmung von Ebene L bis Ebene 1

Unter Berücksichtigung des resultierenden Fluidreibmomentes  $M_R$  an den Begrenzungswänden (Gehäuseaußenwand und Nabenwand) lautet der Impulsmomentensatz für den betrachteten Kontrollraum:

$$L_1 = L_L - M_R = L_L \cdot (1 - \xi_R) = \varphi \cdot L_L. \quad \text{Gl. (52)}$$

Innere Strömungsverluste, die durch das  $\lambda_{\text{Drall}}$  aus Gl. (39) gegeben sind, haben auf den Impulsmomentensatz keinen Einfluß, da dieser nur ein reines Kraft- bzw. Momentengleichgewicht an den Systemgrenzen darstellt. Von dem ursprünglich in der Strömung enthaltenen Drall  $L_L$  soll nur der Anteil  $\varphi$  für die Generierung des Rankine-Wirbels zur Verfügung stehen, während der Rest als der durch die Wirkung der Wandreibung verursachte Drallverlust anzusehen ist. Über den Parameter  $\varphi$  können unterschiedliche Abstände des Vorleitgitters zum Laufradeintritt berücksichtigt werden, wenn entsprechende Meßdaten zur Verfügung stehen. Liegt die axiale Länge in der Größenordnung des Laufradeintrittsdurchmessers, wie dies bei den experimentell untersuchten Varianten V1 bis V3 der Fall ist, so kann in guter Näherung  $\varphi = 1$  gesetzt werden. Zwischen der Ebene L und der Ebene 1 soll der Wirbel vollständig in einen Rankine-Wirbel umgewandelt werden. Es gilt:

$$\varphi L_L = L_{iK} + L_{Ka}, \quad \text{Gl. (53)}$$

mit  $L_{iK}$  als Drall des Solid Body-Wirbels und  $L_{Ka}$  als Drall des äußeren Potentialwirbels. Im allgemeinen Fall der schrägen Laufradeintrittskante fließt durch die Fläche  $dA$  der differentielle Massenstrom



$$d\dot{m} = \rho_1 c_z dA = 2\pi\rho_1 c_z r dl, \quad \text{Gl. (54)}$$

mit

$$dl = \frac{2b_1}{D_a - D_i} dr. \quad \text{Gl. (55)}$$

Für die Umfangskomponente  $c_u$  in Gl. (51) muß zwischen Solid-Body- und Potentialwirbel unterschieden werden:

$$\left. \begin{array}{l} \text{Solid-Body-Wirbel: } r_i \leq r \leq r_K \rightarrow x = 1 \\ \text{Potentialwirbel: } r_K \leq r \leq r_a \rightarrow x = -1 \end{array} \right\} \text{ mit } c_{u1} = c_{uK} \cdot \left(\frac{r}{r_K}\right)^x \quad \text{Gl. (56)}$$

Man erhält somit unter Verwendung der Radienverhältnisse

$$v = \frac{r_i}{r_a}, \quad \text{Gl. (57)}$$

$$v_a = \frac{r_a}{r_{La}}, \quad \text{Gl. (58)}$$

$$v_K = \frac{r_K}{r_a} \quad \text{Gl. (59)}$$

für den Drall des Wirbels in Ebene L

$$L_L = \frac{2}{3} \pi \rho_L c_{zL} c_{uL} r_{La}^3 (1 - v_L^3). \quad \text{Gl. (60)}$$

Mit Gl. (43) für die Meridiangeschwindigkeit folgt für den Drall des Solid-Body-Wirbels am Laufradeintritt:

$$L_{iK} = 2\pi\rho_1 \frac{b_1}{r_a - r_i} \overline{c_{m1}} c_{uK} r_K^3 \cdot K_{iK} \quad \text{Gl. (61)}$$

mit

$$K_{iK} = \left[ \frac{1}{5} \cdot \frac{H_1}{1-v} \cdot v_K \cdot \left(1 - \left(\frac{v}{v_K}\right)^5\right) + \frac{1}{4} \cdot \left(H_2 - \frac{H_1 v}{1-v}\right) \cdot \left(1 - \left(\frac{v}{v_K}\right)^4\right) \right]. \quad \text{Gl. (62)}$$

Für den Drall des Potentialwirbels erhält man in entsprechender Weise:

$$L_{Ka} = 2\pi\rho_1 \frac{b_1}{r_a - r_i} \overline{c_{m1}} c_{uK} r_K^3 \frac{1}{v_K^2} \cdot K_{Ka} \quad \text{Gl. (63)}$$

mit

$$K_{Ka} = \left[ \frac{H_1}{1-v} \cdot \left( \frac{1}{3} \cdot (1-v_K^3) - \frac{v}{2} (1-v_K^2) \right) + \frac{1}{2} \cdot H_2 \cdot (1-v_K^2) \right]. \quad \text{Gl. (64)}$$

Nach Einsetzen in Gl. (53) folgt schließlich für die Umfangsgeschwindigkeit im Knickpunkt

$$c_{uK} = \frac{1}{3} \varphi \cdot \frac{\frac{c_{zL}}{c_{m1}} \cdot (1-v_L^3)}{(v_a v_K)^3 \cdot \left( K_{iK} + \frac{1}{2} \frac{K_{Ka}}{v_K} \right)} \cdot c_{uL}. \quad \text{Gl. (65)}$$

Es existiert demnach eine Schar von  $c_u$ -Verteilungen mit je einem Wertepaar  $(r_K, c_{uK})$ , die alle die Forderung erfüllen, daß der Anteil  $\varphi$  des Dralls bis zum Laufradeintritt erhalten bleibt.

Der Verlauf der in Gl. (65) angegebenen Beziehung ist qualitativ in Bild 42 (oben) als gestrichelte Linie dargestellt. Jeder Punkt auf dieser Linie entspricht einem Wertepaar  $(r_K, c_{uK})$ . Zur Veranschaulichung sind einige Rankine-Wirbel eingetragen, die ihren Knickpunkt auf dieser Linie haben. Fällt der Radius des Knickpunktes mit dem Radius der Laufradnabe zusammen, so gilt  $v_K = v$ . Der innere Wirbelkern wird dann ausschließlich durch die drehende Laufradnabe repräsentiert, während der Bereich der Strömung vollständig durch den Potentialwirbel ausgefüllt ist. Dies ist der ideale Zustand einer verlustfreien Drallströmung vor Laufradeintritt.

In Bild 42 (Mitte) sind die zu den gezeigten  $c_u$ -Verteilungen gehörenden, auf den Wert vor Leitradeintritt bezogenen Totaldruckverteilungen dargestellt. Für  $r_K = r_i$  bzw.  $v_K = v$  gilt für den bezogenen Totaldruck über den gesamten Radius  $p_t/p_{0,t} = 1$ . Der reine Potentialwirbel hat demnach keine Verluste. Für  $v_K > v$  bildet sich dann der äußere Potentialwirbel zurück und der innere Solid-Body-Wirbelkern entsteht. Für  $r/r_a > v_K$  bleibt der Totaldruck dabei konstant, während er für  $r/r_a < v_K$  gemäß des bereits in Bild 32 gezeigten Verlaufes abfällt. Mit zunehmendem Radius des Knickpunktes  $r_K$  vergrößert sich die Totaldrucksenke im Zentrum kontinuierlich bis der Knickpunkt schließlich mit  $v_K = 1$  die Außenwand erreicht. Bei weiterer Erhöhung des Totaldruckverlustes ändert sich die  $c_u$ -Verteilung dann nicht mehr, während sich die Totaldruckverteilung entsprechend der Verluste zu kleineren Werten verschiebt. Die zugehörigen Verteilungen des statischen Druckes sind in Bild 42 (unten) zu sehen. Die Wendepunkte in den Verläufen sind jeweils mit einem Kreis markiert.

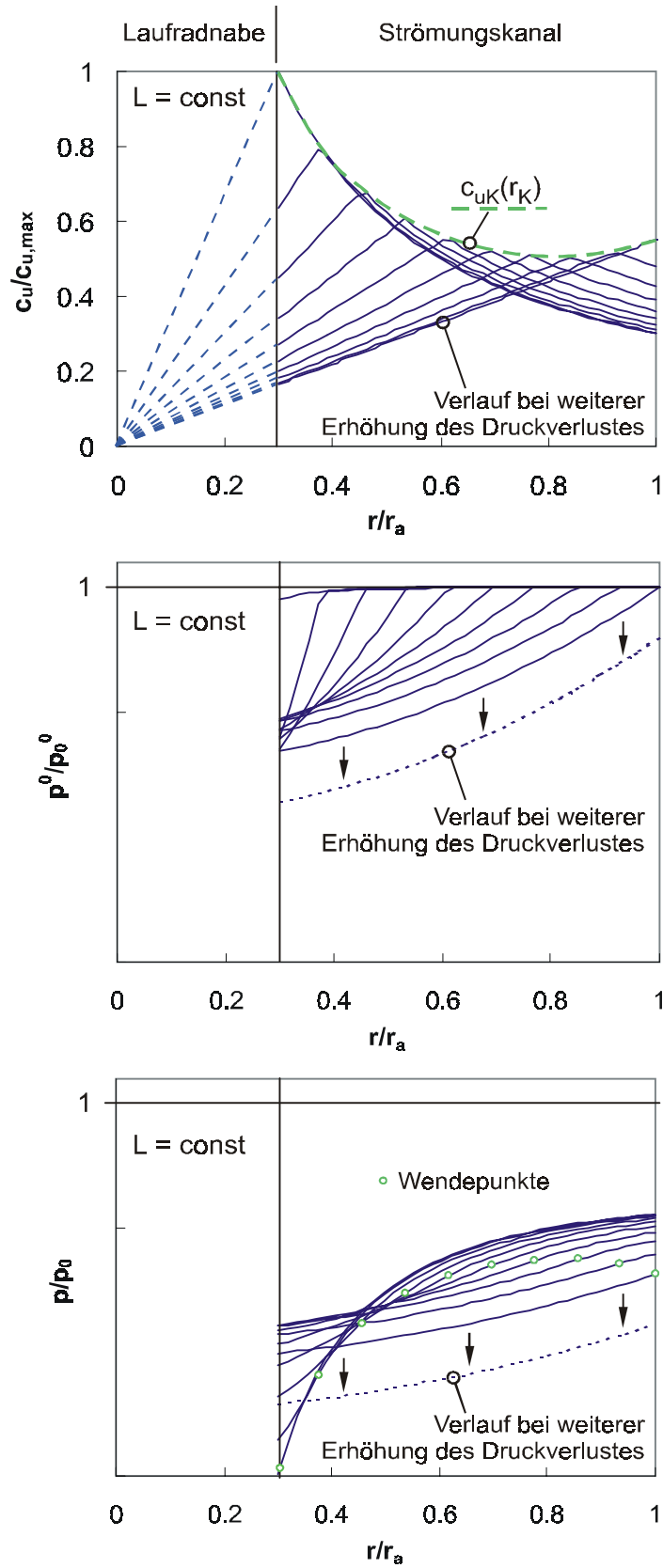


Bild 42: Qualitative Geschwindigkeits- und Druckverteilungen für verschiedene Rankine-Wirbel in Ebene 1 mit konstantem Drall ( $L = \text{const}$ )

Während sich der Wendepunkt für den Potentialwirbel mit  $v_K = v$  an der Innenwand (Laufgradnabe) befindet, wandert er mit größer werdendem  $v_K$  nach außen und erreicht beim reinen Solid-Body-Wirbel mit  $v_K = 1$  die äußere Gehäusewand. Bei weiterer Erhöhung des Druckverlustes verlagert sich dann die Druckverteilung mit  $v_K = 1$  – ähnlich wie bei der Totaldruckverteilung – zu kleineren Werten des statischen Druckes.

Es stellt sich nun die Frage, welche der möglichen Verteilungen sich tatsächlich in der realen Strömung einstellt. KASSENS [34] bestimmt  $v_K$  mit Hilfe der Annahme, daß die Drallenergie des Rankine-Wirbels maximal sein soll. Ein Vergleich mit den gemessenen Werten zeigt aber – wie bereits erwähnt – deutliche Abweichungen. Dagegen konnte in Kapitel 5.2 und in Bild 42 gezeigt werden, daß die Lage des Knickpunktes in der  $c_u$ -Verteilung mit dem Totaldruckverlust der Strömung korreliert.

Der qualitative Verlauf des massengemittelten Druckverlustes  $\Delta p_E$  der in Bild 42 gezeigten Schar von Rankine-Wirbeln ist in Bild 43 auf der Abszisse mit  $v_K$  auf der Ordinate dargestellt. Es sind die Verläufe für die drei Nabenverhältnisse  $v = 0.2, 0.3$  und  $0.4$  eingetragen. Ist der Druckverlust gleich null, so ergibt sich mit  $v_K = v$  der Potentialwirbel. Für ansteigende Druckverluste bewegt man sich auf der Abszisse nach rechts in den Bereich des Rankine-Wirbels und es resultieren abhängig vom Nabenverhältnis  $v$  des Laufrades Werte für den bezogenen Radius im Knickpunkt  $v_K$ . Übersteigt der Druckverlust einen vom Nabenverhältnis  $v$  abhängigen Grenzwert, so

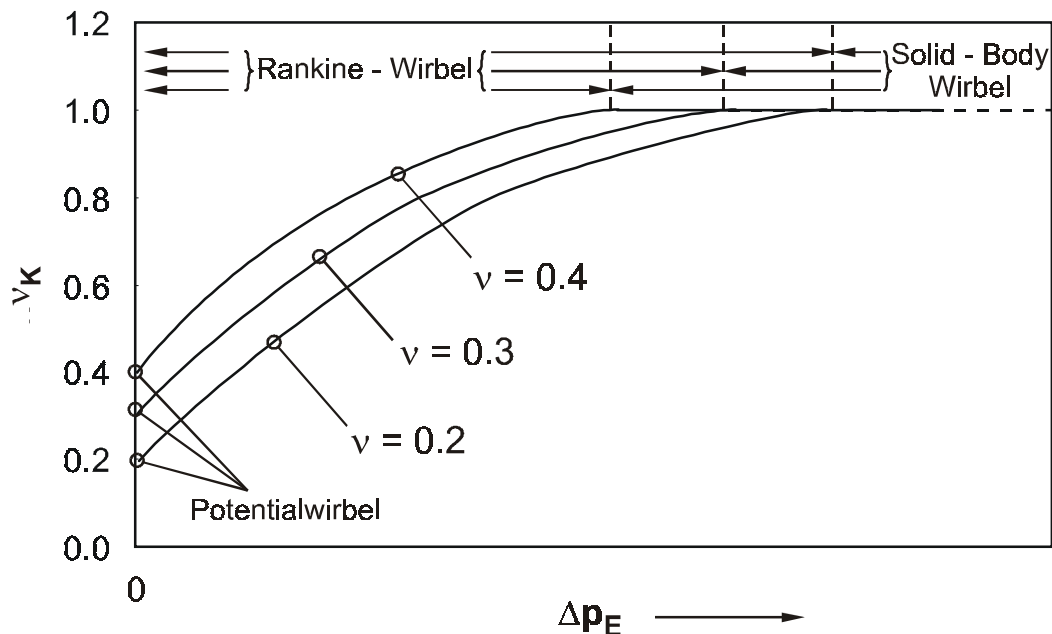


Bild 43: Radienverhältnis des Knickpunktes  $v_K$  in Abhängigkeit von den sich einstellenden Druckverlusten  $\Delta p_E$  für  $v = 0.2, 0.3$  und  $0.4$  (qualitativ)

existiert nur noch der Solid-Body-Kern mit  $v_K = 1$ . Jedem Wert des Druckverlustes  $\Delta p_E$  ist demnach bei gegebenem Nabenvverhältnis eindeutig ein bestimmter Wert des bezogenen Radius des Knickpunktes  $v_K$  zugeordnet. Ist der Druckverlust  $\Delta p_E$  (z.B. nach Gl. (40)) bekannt, so läßt sich demzufolge der bezogene Radius des Knickpunktes  $v_K$  ermitteln.

#### 6.3.4 Mittlere Geschwindigkeit am Laufradeintritt

Die mittlere Geschwindigkeit vor Laufradeintritt wird zur Bestimmung der Verluste nach Gl. (41) benötigt und soll daher über eine energetische Betrachtung hergeleitet werden, so daß gilt

$$\pi b_1 \cdot \frac{(D_a + D_i)}{2} \cdot \frac{\bar{c}_1^2}{2} = \int_{r_1}^{r_a} \pi D \cdot \frac{c_1^2}{2} dl, \quad \text{Gl. (66)}$$

d.h. die Integration der kinetischen Energie über die Laufradeintrittskegelfläche wird als repräsentativer Mittelwert angesehen gemäß Gl. (66). Hier soll darauf hingewiesen werden, daß die Eintrittskante im Bereich nahezu orthogonaler Richtung der Achse –  $\varepsilon$  in Bild 39 liegt bei Null  $\pm 25^\circ$  – angenommen wird. Eine Krümmenströmung mit der zusätzlichen Fliehkraftwirkung der Meridiangeschwindigkeit soll zunächst einmal nicht berücksichtigt werden. Wieder unter Betrachtung der Gl. (56) erhält man aus Gl. (66) für die repräsentative mittlere Geschwindigkeit  $\bar{c}_1$  vor Laufradeintritt

$$\frac{(D_a^2 - D_i^2)}{8} \cdot \bar{c}_1^2 = \int_{r_i}^{r_K} r c_{u1}^2 dr + \int_{r_K}^{r_a} r c_{u1}^2 dr + \int_{r_i}^{r_a} r c_{m1}^2 dr, \quad \text{Gl. (67)}$$

wenn zudem

$$c_1^2 = c_{u1}^2 + c_{m1}^2 \quad \text{Gl. (68)}$$

beachtet wird. Als erstes Zwischenergebnis folgt

$$(1 - v^2) \cdot \frac{\bar{c}_1^2}{2} = \frac{v_K^2 c_{uK}^2}{4} \cdot \left\{ 1 - \left( \frac{v}{v_K} \right)^4 - 4 \ln v_K \right\} + \frac{\bar{c}_{m1}^2}{(1 - v)^2} \cdot HE, \quad \text{Gl. (69)}$$

wobei weiterhin zu beachten ist

$$HE = \frac{1}{4} \cdot (1 - v^4) H_1^2 - \frac{2}{3} \cdot (1 - v^3) H_1 [v H_1 - (1 - v) H_2] + \frac{1}{2} \cdot (1 - v^2) [v H_1 - (1 - v) H_2]^2 \quad \text{Gl. (70)}$$

Schließlich folgt durch Umformung aus Gl. (69) der gesuchte Zusammenhang

$$\overline{c_1} = \sqrt{\frac{2}{1-v^2} \left( \frac{v_K^2 c_{uK}^2}{4} \cdot \left\{ 1 - \left( \frac{v}{v_K} \right)^4 - 4 \ln v_K \right\} + \frac{\overline{c_{m1}}^2}{(1-v)^2} \cdot HE \right)}. \quad \text{Gl. (71)}$$

### 6.3.5 Laufradanströmung

Aus dem Geschwindigkeitsdreieck am Laufradeintritt nach Bild 44 folgt die Grundgleichung

$$\tan \beta_{1,\text{Str}} = \frac{c_{1m}}{u_1 - c_{1u}}. \quad \text{Gl. (72)}$$

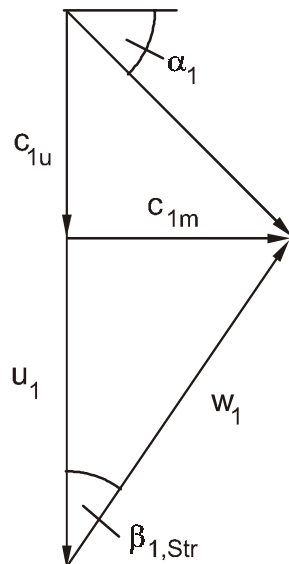


Bild 44: Geschwindigkeitsdreieck am Laufradeintritt

Die Umfangskomponente der Geschwindigkeit  $c_{1u}$  ist aus Gl. (56) und die Meridianschwindigkeit aus Gl. (43) bekannt. Für die Umfangskomponente muß wieder zwischen Solid-Body- und Potentialwirbel unterschieden werden. Das führt im weiteren zu

$$\beta_{1,\text{Str}} = \text{atan} \left\{ \frac{c_{1m}}{u_1} \cdot \frac{1}{\left( 1 - \frac{c_{1u}}{u_1} \right)} \right\}, \quad \text{Gl. (73)}$$

$$w_1 = \frac{c_{1m}}{\sin \beta_{1,\text{Str}}}, \quad \text{Gl. (74)}$$

$$\alpha_{1, \text{Str}} = \text{atan}\left(\frac{c_{1u}}{c_{1m}}\right) \quad \text{Gl. (75)}$$

und

$$c_1 = \sqrt{c_{1m}^2 + c_{1u}^2}, \quad \text{Gl. (76)}$$

so daß mit Gl. (71) die im h,s-Diagramm zur Berechnung der Verluste benötigte Geschwindigkeit  $\overline{c}_1$  und außerdem die radiale Verteilung der Geschwindigkeitsdreiecke vor Laufradeintritt bekannt sind, wenn die Dichte  $\rho_1$  gegeben ist. Wie bereits angedeutet, mußte bisher angenommen werden, daß  $\rho_1 = \rho_0$  gilt. Es soll nun nach verbesserten Werten für  $\rho_1$  und  $\rho_L$  gesucht werden.

### 6.3.6 Bestimmung verbesserter Werte für die Dichte

Aus Bild 38 ergibt sich für die statische absolute Temperatur  $\overline{T}_1$  vor Laufrad als Mittelwert

$$\overline{T}_1 = T_{0,t} - \frac{\overline{c}_1^2}{2c_p}, \quad \text{Gl. (77)}$$

so daß mit dem statischen Druck  $\overline{p}_1$  gemäß Gl. (41) eine verbesserte Dichte

$$\rho_1 = \frac{\overline{p}_1}{R \cdot \overline{T}_1} \quad \text{Gl. (78)}$$

ermittelt werden kann.

Bei der Annahme der konstanten Verteilungen der Umfangs- und Axialkomponente der Geschwindigkeit gilt für die mittlere Geschwindigkeit nach Leitgitter

$$\overline{c}_L = \sqrt{c_{uL}^2 + c_{zL}^2}. \quad \text{Gl. (79)}$$

Bei Annahme einer isentropen Zustandsänderung von L nach 1 mit

$$\frac{\rho_L}{\rho_1} = \left(\frac{\overline{p}_L}{\overline{p}_1}\right)^{\frac{1}{\kappa}} \quad \text{Gl. (80)}$$

folgt aus dem Energiesatz die Beziehung

$$\frac{\rho_L}{\rho_1} = \left\{ 1 + \frac{(\kappa - 1)}{2} \cdot \frac{\bar{c}_1^2 - \bar{c}_L^2}{\kappa \cdot R \cdot \bar{T}_1} \right\}^{\frac{1}{\kappa - 1}} \quad \text{Gl. (81)}$$

Es muß an dieser Stelle ein Iterationsprozeß neu gestartet werden, in dem alle von  $\rho_1$  bzw.  $\rho_L$  abhängigen Werte neu berechnet werden.

### 6.3.7 Weitere thermodynamische Betrachtungen

Nach Abschluß des Iterationsprozesses können gemäß Bild 38 weitere thermodynamische Betrachtungen angestellt und die wahren Strömungsverluste im Einlauf bestimmt werden. So erhält man für die totale absolute Temperatur im Laufradeintritt

$$\bar{T}_{1,t} = \bar{T}_1 + \frac{\bar{c}_1^2}{2 \cdot c_p} \quad , \quad \text{Gl. (82)}$$

und für den Totaldruck an gleicher Stelle ergibt sich

$$\bar{p}_{1,t} = \bar{p}_1 \cdot \left( 1 + \frac{\bar{c}_1^2}{2 c_p \cdot \bar{T}_1} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa - 1}} \quad \text{Gl. (83)}$$

Die Strömungsverluste müssen aus dem 1. und 2. Hauptsatz der Thermodynamik

$$dR + dq = dh - \frac{dp}{\rho} = T ds \quad \text{Gl. (84)}$$

ermittelt werden, wobei adiabate Strömung ( $dq = 0$ ) gelten soll. Außerdem soll angenommen werden, daß die Zustandsänderung von 0 nach 1 im Einlauf polytrop sei, was auch bedeutet, daß die Reibungswärme dem Fluid während der Entspannung proportional zur Enthalpieänderung zugeführt wird, womit dann gilt

$$\frac{\bar{T}}{\bar{T}_0} = \left( \frac{\bar{p}}{p_0} \right)^{\frac{n-1}{n}} \quad \text{Gl. (85)}$$

Der Polytropenexponent kann dann aus den bereits vorliegenden Werten  $\bar{p}_1$  und  $\bar{T}_1$  über

$$n = \frac{\ln(\bar{p}_1/p_0)}{\ln \frac{(\bar{p}_1/p_0)}{(\bar{T}_1/T_0)}} \quad \text{Gl. (86)}$$

ermittelt werden. Nach Integration erhält man aus dem mittleren Term der Gl. (84) für



die Strömungsverluste

$$R_{0,1} = R \cdot (T_0 - \bar{T}_1) \cdot \left[ \frac{n}{n-1} - \frac{\kappa}{\kappa-1} \right], \quad \text{Gl. (87)}$$

so daß damit in Bild 38 mit der Fläche unter der Zustandsänderung ein Maß für die Verluste gemäß des zweiten Terms in Gl. (84) über

$$R_{0,1} = \int_0^1 \frac{h}{c_p} ds \quad \text{Gl. (88)}$$

vorliegt, wenn zudem die kalorische Zustandsgleichung

$$dh = c_p \cdot dT \quad \text{Gl. (89)}$$

beachtet wurde und der Nullpunkt bei  $h = 0$  und  $T = 0$  festgelegt wurde. Die Änderung der Entropie selbst kann über

$$\frac{\Delta s}{c_p} = \frac{s_1 - s_0}{c_p} = \ln \frac{\bar{T}_1 / T_0}{(\bar{p}_1 / p_0)^{R/c_p}} \quad \text{Gl. (90)}$$

berechnet werden. Der isentrope Wirkungsgrad im Einlauf kann nach

$$\eta_{s,E} = \frac{1 - \frac{\bar{T}_1}{T_0}}{1 - \left( \frac{\bar{p}_1}{p_0} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}} \quad \text{Gl. (91)}$$

ermittelt werden.

### 6.3.8 Statische Druckverteilung am Laufradeintritt

Zunächst wird der Zusammenhang zwischen dem nach Gl. (41) bestimmten repräsentativen Mittelwert des statischen Druckes  $\bar{p}_1$  und der radialen Druckverteilung benötigt. Hier wird gefordert, daß eine Flächenmittelung greifen soll gemäß

$$\pi(r_a^2 - r_i^2) \bar{p}_1 = 2\pi \int_{r_i}^{r_a} p(r) r dr. \quad \text{Gl. (92)}$$

Die statische Druckverteilung am Laufradeintritt folgt aus der Beziehung für das einfache radiale Gleichgewicht durch Einsetzen und Integration:

$$\frac{dp}{dr} = \rho \cdot \frac{c_u^2}{r}. \quad \text{Gl. (93)}$$

Die Druckverteilungen im Rankine-Wirbel ergeben sich damit nach KASSENS [34] für den Solid-Body-Wirbel zu

$$p(r) = p_i + \frac{\rho_1 c_{uk}^2}{2} \left[ \left( \frac{r}{r_K} \right)^2 - \left( \frac{r_i}{r_K} \right)^2 \right] \quad \text{Gl. (94)}$$

und für den Potentialwirbel zu

$$p(r) = p_K + \frac{\rho_1 c_{uk}^2}{2} \left[ 1 - \left( \frac{r_K}{r} \right)^2 \right] \quad \text{Gl. (95)}$$

Für den Druck im Radius des Knickpunktes in der  $c_u$ -Verteilung erhält man nach Einsetzen von  $r_K$  in Gl. (94)

$$p_K = p_i + \frac{\rho_1 c_{uk}^2}{2} \left[ 1 - \left( \frac{r_i}{r_K} \right)^2 \right] \quad \text{Gl. (96)}$$

und für den Druck an der Außenwand nach Einsetzen von  $r_a$  in Gl. (95)

$$p_a = p_K + \frac{\rho_1 c_{uk}^2}{2} \left[ 1 - \left( \frac{r_K}{r_a} \right)^2 \right]. \quad \text{Gl. (97)}$$

Mit der Drallverteilung nach Gl. (56) erhält man nach der Integration in Gl. (92) die Beziehung

$$p_a = \bar{p}_1 + \frac{\rho_1 v_K^2 c_{uk}^2}{4(1 - v^2)} \left\{ 1 + \left( \frac{v}{v_K} \right)^4 + 2v^2 - 4 \left( \frac{v}{v_K} \right)^2 - 4 \ln v_K \right\}. \quad \text{Gl. (98)}$$

Die statische Druckverteilung vor Laufradeintritt ist nun mit den Gleichungen Gl. (94) bis Gl. (98) und dem mittleren statischen Druck  $\bar{p}_1$  nach Gl. (41) vollständig bekannt. Der Zusammenhang zwischen statischem und totalem Druck leitet sich aus der Isentropenbeziehung ab zu:

$$p_{1t} = p_1 \cdot \left[ 1 - \frac{c_1^2}{2c_p T_{1t}} \right]^{\frac{-\kappa}{\kappa - 1}}. \quad \text{Gl. (99)}$$

### 6.3.9 Drall am Laufradeintritt

Auch der Drall soll über die Fläche am Laufradeintritt gemittelt werden, so daß von der

Grundgleichung

$$\overline{u_1 c_{u1}} = \text{Drall}_1 = \int_{l=0}^{b_1} \left( \frac{u \cdot c_{u1} \cdot \pi \cdot D}{\pi b_1 \left( \frac{D_a + D_i}{2} \right)} \right) dl \quad \text{Gl. (100)}$$

ausgegangen werden kann. Mit der vom Radius abhängigen Umfangsgeschwindigkeit

$$u = \pi \cdot n \cdot D \quad \text{Gl. (101)}$$

resultiert aus Gl. (100) nach Umformung

$$\text{Drall}_1 = \overline{u_1 c_{u1}} = \frac{16\pi n}{(1 - v^2) D_a^2} \left\{ \int_{r=r_i}^{r_K} r^2 c_{u1} dr + \int_{r=r_K}^{r_a} r^2 c_{u1} dr \right\} \quad \text{Gl. (102)}$$

woraus sich mit Gl. (56) und nach Integration der Zusammenhang

$$\text{Drall}_1 = \frac{\pi \cdot n \cdot D_a}{2(1 - v^2)} c_{uK} \left\{ \frac{v_K^4 - v^4}{v_K} + 2v_K(1 - v_K^2) \right\} \quad \text{Gl. (103)}$$

ergibt. Dieser Term  $\text{Drall}_1$  wird später bei der Energieübertragung im Laufrad verwendet.

## 6.4 Laufrad

### 6.4.1 Stoßverluste am Laufradeintritt

Gemäß Bild 45 werden grundsätzlich die Stoßverluste am Laufradeintritt definiert. Der Grundgedanke besteht darin, daß die Stoßverluste durch Fehlanströmung beim Übergang von einer Ebene 1 kurz vor Laufradeintritt zu einer Ebene 1\* kurz nach Laufradeintritt entstehen. Dabei wird von einer radialen Abhängigkeit der Strömungsgeschwindigkeit ausgegangen, während die Strömungsverteilung in Umfangsrichtung ausgeglichen sein soll. Im allgemeinen wird diese Geschwindigkeit unter einem Inzidenzwinkel auf die Laufradeintrittsebene treffen. Es soll im weiteren angenommen werden, daß die Strömung so umgelenkt wird, daß sie im Schaufelkanal in der Ebene 1\* parallel zu den Schaufeln verläuft. Es soll nun der Vektor  $\vec{w}_1$  der Relativströmung vor Laufradeintritt aufgespalten werden in eine Komponente  $w_x$ , die parallel zur Schaufelrichtung verläuft und eine senkrecht dazu stehende Komponente  $w_y$ . Durch die Versperrung der Schaufeln wird sich nach der Kontinuitätsbeziehung eine

Beschleunigung der  $w_x$ -Komponente ergeben. Man erhält für die Relativgeschwindigkeit im Schaufelkanal

$$w_1^* = \frac{\rho_1}{\rho_1^*} \cdot \frac{t_1}{t_s} \cdot c_{m1} \quad \text{Gl. (104)}$$

Hierin ist die Teilung

$$t_1 = \frac{2\pi r}{Z} \quad \text{Gl. (105)}$$

mit  $Z$  als Schaufelzahl. Aus der Schaufeldicke  $s$  ergibt sich die Versperrung zu

$$\Delta s = \frac{s}{\sin \beta_{\text{Sch}}} \quad \text{Gl. (106)}$$

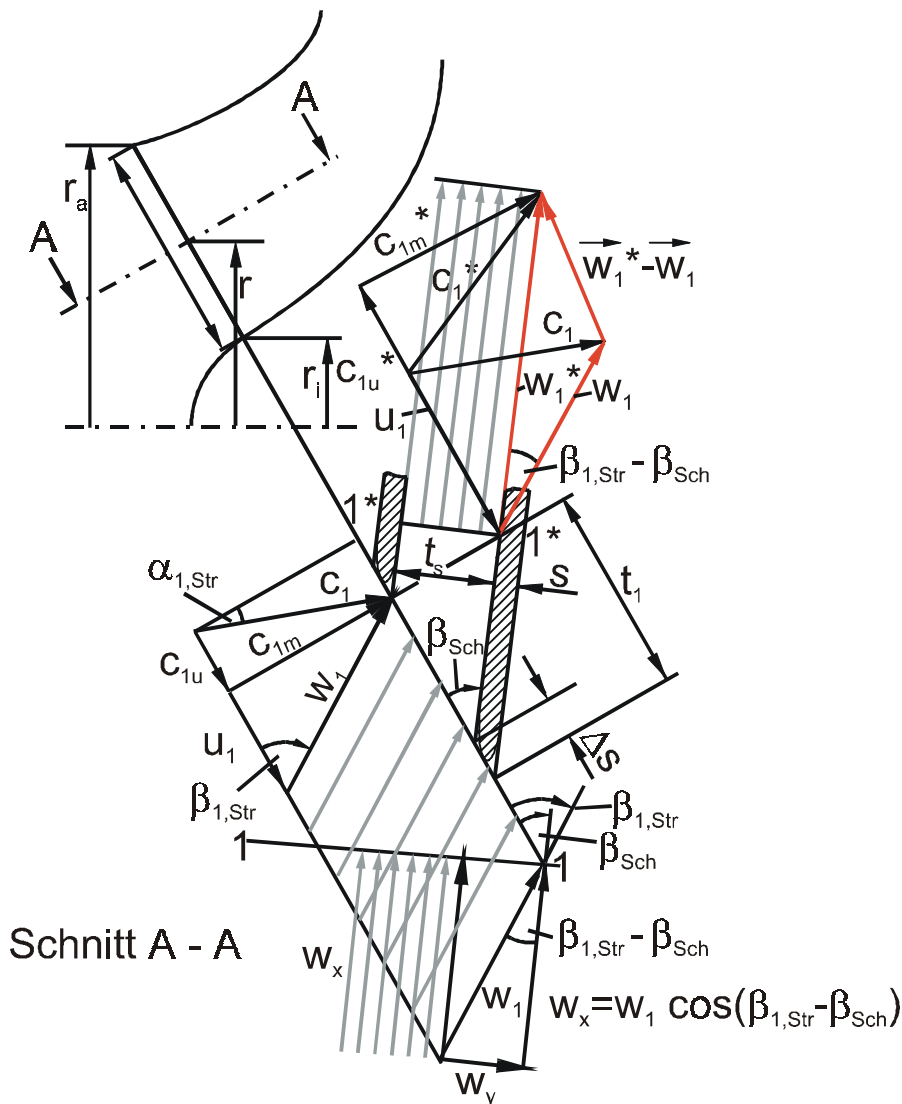


Bild 45: Entstehung der Stoßverluste am Laufradeintritt

so daß für die Kanalbreite folgt:

$$t_s = (t_1 - \Delta s) \cdot \sin \beta_{Sch} . \quad \text{Gl. (107)}$$

Setzt man zusätzlich das Kräftegleichgewicht im Relativsystem an, so erhält man:

$$p_1 t_s \Delta r + \dot{m}_i w_{1x} = p_1^* t_s \Delta r + \dot{m}_i w_1^* . \quad \text{Gl. (108)}$$

Für die Komponente der Relativgeschwindigkeit in Schaufelrichtung gilt

$$w_{1x} = w_1 \cdot \cos(\beta_{Sch} - \beta_{1,Str}) , \quad \text{Gl. (109)}$$

so daß mit Gl. (104) bis Gl. (109) als Zwischenergebnis

$$\frac{p_1^*}{\rho_1^*} = \frac{p_1}{\rho_1} - w_1^{*2} + w_1 w_1^* \cos(\beta_{Sch} - \beta_{1,Str}) \quad \text{Gl. (110)}$$

folgt. Die Stoßverluste  $R_{1St}$  werden nun über den Energiesatz eingeführt

$$\frac{p_1}{\rho_1} + \frac{w_1^2}{2} = \frac{p_1^*}{\rho_1^*} + \frac{w_1^{*2}}{2} + \xi_{St,E} R_{1St} , \quad \text{Gl. (111)}$$

wobei mit dem Parameter  $\xi_{St,E}$  eine Anpassung an die wahren Stoßverluste vorgenommen werden kann. Durch Einsetzen von Gl. (110) erhält man schließlich für die vom Radius abhängigen Stoßverluste am Laufradeintritt:

$$R_{1St} = \frac{1}{2} \cdot [w_1^2 + w_1^{*2} - 2w_1 w_1^* \cos(\beta_{1,Str} - \beta_{Sch})] . \quad \text{Gl. (112)}$$

Der Ausdruck in der Klammer entspricht nach dem Kosinussatz dem Quadrat des in Bild 45 eingetragenen Differenzvektors  $\vec{w}_1^* - \vec{w}_1$ . Dieser Vektor hat bei schaufelparalleler Strömung nur dann die Länge null, wenn die Schaufeldicke ebenfalls null ist. Bei endlicher Schaufeldicke ergibt sich stets ein Stoßverlust, dessen Größe von der Schaufeldicke und von der Fehlanströmung abhängig ist.

Nach WEINIG [53] existiert eine Winkelübertreibung, so daß minimale Stoßverluste entstehen, wenn der Schaufelwinkel  $\beta_{Sch}$  um einen Betrag  $\Delta\beta$  größer ist als der Zuströmwinkel  $\beta_{1,Str}$ . Diese empirische Beobachtung ist durch das gezeigte Gleichungssystem bereits erfüllt, so daß sich Gl. (112) auch eignet, um bei gegebener Schaufeldicke den Schaufelwinkel zu ermitteln, für den die Eintrittsstoßverluste minimal werden.

Im weiteren müssen diese vom Radius abhängigen Verluste über die Laufradeintrittskante mit dem Massenstrom gewichtet integriert werden. Bei der Einteilung in  $k$  Elemente erhält man für die Stoßverluste

$$\overline{R_{1,st}} = \frac{2}{k(1+v)\overline{\rho_1} \cdot \overline{c_{m1}}} \sum_{i=1}^k \left[ v + \frac{(2i-1)(1-v)}{2k} \right] R_{1,st}(r) \cdot \rho_1(r) \cdot c_{m1}(r) \quad \text{Gl. (113)}$$

wenn zudem beachtet wird, daß das Radienverhältnis

$$\frac{r(i)}{r_a} = v + \frac{2i-1}{2} \cdot \frac{(1-v)}{k} \quad \text{Gl. (114)}$$

gilt. Die Schaufeldicken werden zwischen den drei Punkten (innen-mittig-außen) parabolisch ermittelt und jeweils die Versperrung nach Gl. (106) beachtet. Außerdem werden die Schaufelwinkel parabolisch über die drei vorgegebenen Positionen berücksichtigt.

#### 6.4.2 Zustand nach Stoß am Eintritt

Die Dralländerung beim Übergang von 1 nach 1\* kann dann zu

$$\Delta h_{1,1*} = u_1 c_{1u}^* - u_1 c_{1u} = u_1 c_{1m} \cdot \left[ \frac{1}{\tan \beta_{1,str}} - \left( \frac{t_1}{t_1 - \Delta s} \cdot \frac{1}{\tan \beta_{sch}} \right) \right] \quad \text{Gl. (115)}$$

jeweils beim gegebenen Radius berechnet werden. Es ist zu beachten, daß nach Gl. (100) für den Flächenmittelwert  $\overline{u_1 c_{u1}} = \text{Drall}_1$  entspricht. Weiterhin wurden die Beziehungen

$$c_{1m}^* = \frac{t_1}{t_1 - \Delta s} \cdot c_{1m}, \quad \text{Gl. (116)}$$

$$c_{1m} = c_1 \cdot \cos \alpha_{1,str}, \quad \text{Gl. (117)}$$

$$c_{1u}^* = u_1 - \frac{c_{m1}^*}{\tan \beta_{sch}}, \quad \text{Gl. (118)}$$

$$w_1 = \frac{c_{1m}}{\sin \beta_{1,str}}, \quad \text{Gl. (119)}$$

$$w_1^* = \frac{c_{1m}^*}{\sin \beta_{sch}}, \quad \text{Gl. (120)}$$

$$c_{1u} = u_1 - \frac{c_{1m}}{\tan \beta_{1,str}} \quad \text{Gl. (121)}$$

und

$$\alpha_{1,\text{str}}^* = \text{atan} \frac{c_{1u}^*}{c_{1m}^*} \quad \text{Gl. (122)}$$

verwendet, die sich aus Bild 45 ergeben. Damit können nun auch die thermodynamischen Größen nach dem Stoß gemäß Bild 46 berechnet werden, wenn noch die absolute Strömungsgeschwindigkeit

$$c_1^* = \sqrt{u_1^2 + \frac{t_1^2}{(t_1 - \Delta s)^2} \cdot \frac{c_1^2 \cos^2 \alpha_{1,\text{str}}}{(\sin \beta_{\text{Sch}})^2} - \frac{2u_1 t_1 c_1 \cos \alpha_{1,\text{str}}}{(t_1 - \Delta s) \sin \beta_{\text{Sch}}} \cos \beta_{\text{Sch}}} \quad \text{Gl. (123)}$$

berücksichtigt wird.

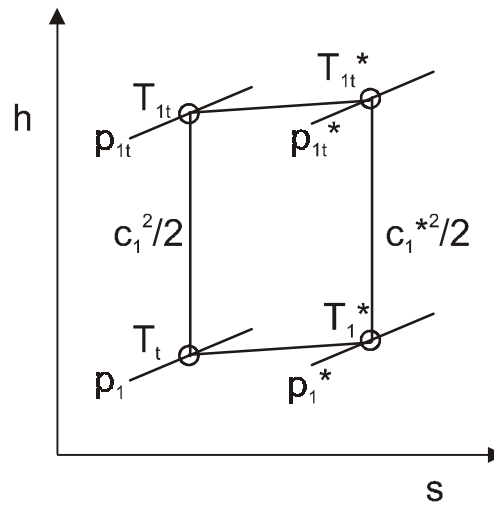


Bild 46: h,s-Diagramm für den Stoß am Laufradeintritt

So erhält man für die totale, absolute Temperatur nach dem Stoß

$$T_{1,t}^* = T_{1,t} + \frac{\Delta h_L}{c_p}, \quad \text{Gl. (124)}$$

für die absolute statische Temperatur

$$T_1^* = T_{1,t}^* - \frac{c_1^{*2}}{2c_p}, \quad \text{Gl. (125)}$$

für die Dichte

$$\rho_1^* = \frac{p_1^*}{RT_1^*}, \quad \text{Gl. (126)}$$

für den totalen Druck

$$p_{1,t}^* = p_1^* \cdot \left\{ 1 + \frac{c_1^{*2}}{2c_p T_1^*} \right\}^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} \quad \text{Gl. (127)}$$

und für die Änderung der Entropie

$$\frac{s_{1^*} - s_1}{c_p} = \frac{\Delta s_1^*}{c_p} = \ln \left\{ \frac{T_1^*/T_1}{(p_1^*/p_1)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}} \right\}, \quad \text{Gl. (128)}$$

so daß damit alle Vorgänge des Stoßes längs der Eintrittskante des Laufrades bekannt sind. Die Drallverteilung

$$\text{Drall}_{1^*} = u_1 \cdot c_{1u}^* \quad \text{Gl. (129)}$$

wurde ähnlich den Verlusten nach Gl. (113) massenmäßig gemittelt, so daß der Mittelwert  $\overline{u_1 c_{1u}^*}$  resultiert. Der mittlere statische Druck  $\overline{p_1^*}$ , die mittlere Umfangsarbeit  $\overline{\Delta h_L}$ , die mittlere Entropieänderung  $(\Delta s^*)/c_p$  und die mittlere Geschwindigkeit  $\overline{c_1^*}$  wurden gleichermaßen aus den vom Radius abhängigen Größen berechnet.

#### 6.4.3 Zustand kurz vor Laufradaustritt

Im weiteren wird angenommen, daß sich die Strömung im Laufrad selbst nach Eintritt mit der gleichmäßigen Verteilung der Relativgeschwindigkeit (ohne Wake!) infolge von Reibung gemäß

$$R_{\text{Reib}}^* = \xi_R \cdot \frac{1}{\delta_i} \cdot \frac{w_{1,a,\text{Str}}^{*2}}{2} \quad \text{Gl. (130)}$$

mit

$$\delta_i = \frac{D_A}{D_2} \quad \text{Gl. (131)}$$

zu einer mit Wake behafteten Strömung am Laufradaustritt umbildet. Bild 47 veranschaulicht den thermodynamischen Prozeß bis kurz vor Laufradaustritt, wobei die totale Enthalpiedifferenz nach Euler über

$$\overline{\Delta h_t^*} = \overline{u_2 \cdot c_{u2}^*} - \overline{u_1 \cdot c_{u1}^*} = \overline{\Delta h^*} + \frac{\overline{c_2^{*2}} - \overline{c_1^{*2}}}{2} \quad \text{Gl. (132)}$$

mit



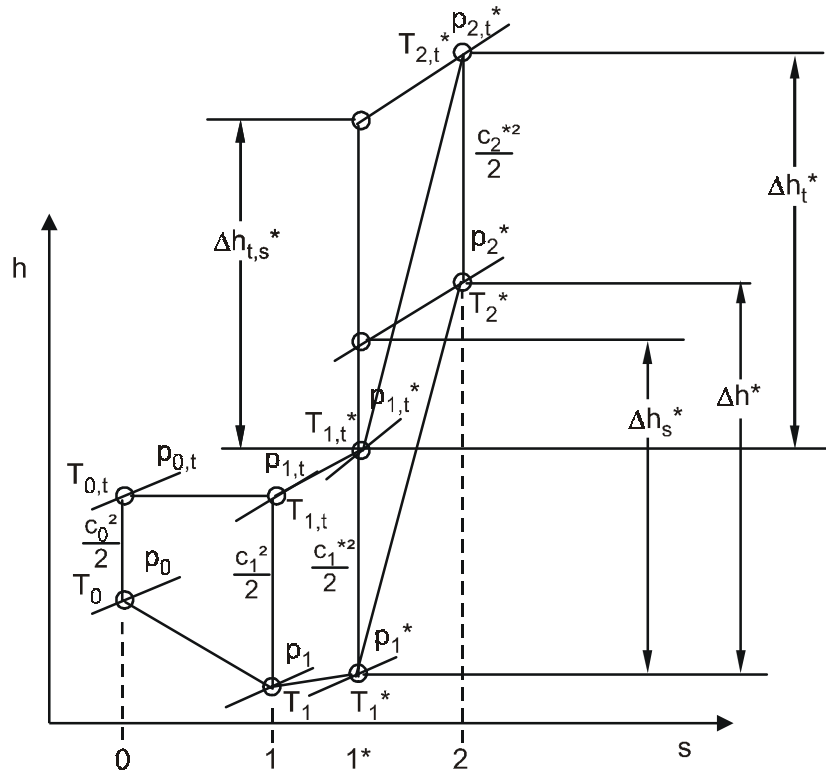


Bild 47: h,s-Diagramm für die Laufradströmung

$$\overline{\Delta h^*} = c_p (\overline{T_2^*} - \overline{T_1^*}) \quad \text{Gl. (133)}$$

aus der Strömungsänderung berechnet werden kann. Nach Bild 48 folgt für die Teilung

$$t_2 = \frac{\pi D_2(l)}{Z} \quad \text{Gl. (134)}$$

und für die lichte Weite

$$t_2^0 = (t_2 - \Delta s) \quad \text{Gl. (135)}$$

Die bezogene Breite des Wake-Gebietes ergibt sich stets aus

$$\varepsilon = \frac{t_2^0 - \Delta t}{t_2^0} = 1 - \frac{\Delta t}{t_2^0}, \quad \text{Gl. (136)}$$

so daß für die bezogene Breite des Jets folgt:

$$\frac{\Delta t}{t_2^0} = (1 - \varepsilon) \quad \text{Gl. (137)}$$

Die Relativgeschwindigkeit soll längs des Umfangs als konstant angenommen wer-



als Steuerung dient. Aus  $\phi_M > 1$  erhält man den konvexen und mit  $\phi_M < 1$  den konkaven Verlauf.  $\phi_M = 1$  gilt für einen linearen Verlauf. Der lineare Verlauf für die Relativgeschwindigkeit  $w_2^*(l)$  baut auf dem Eckwert  $w_{2,N}^*$  auf, der über die Massenerhaltung integralmäßig zu

$$w_{2,N}^* = \frac{\dot{m}}{\overline{\rho_2^*}(\overline{t_2} - \overline{\Delta s}) \sin \overline{\beta_{2,\infty}} \cdot b_2 \cdot \varphi} \quad \text{Gl. (144)}$$

resultiert. Darin werden der mittlere Schaufelwinkel aus

$$\overline{\beta_{2,\infty}} = \frac{1}{2} \cdot (\beta_{2,\infty,D} + \beta_{2,\infty,N}) , \quad \text{Gl. (145)}$$

die mittlere Schaufeldicke zu

$$\overline{\Delta s} = \frac{1}{2} \cdot (s_{2,D} + s_{2,N}) \quad \text{Gl. (146)}$$

und die mittlere Teilung zu

$$\overline{t_2} = \frac{\pi}{Z} \cdot (D_{2,D} + D_{2,N}) \quad \text{Gl. (147)}$$

definiert. Zunächst einmal wird die mittlere Dichte geschätzt zu

$$\overline{\rho_2^*} = \overline{\rho_1^*} \quad \text{Gl. (148)}$$

und später im Iterationsprozeß exakt bestimmt. Die Integration der Masse führt über die Funktion

$$\begin{aligned} \varphi = & -\frac{(1 + 3\phi_W)}{6} \cdot (1 - \phi_M) \cdot (\varepsilon_D + \varepsilon_N) \\ & - \frac{(1 + 2\phi_W)}{6} \cdot [(2\phi_M - 1) \cdot \varepsilon_D + (2\phi_M - 3) \cdot \varepsilon_N] + \frac{(1 - \varepsilon_N)}{2} \cdot (1 + \phi_W) \end{aligned} \quad \text{Gl. (149)}$$

das Wake-Gebiet ein. Hier und in Gl. (138) steht

$$\phi_W = \frac{w_{2,D}^*}{w_{2,N}^*} \quad \text{Gl. (150)}$$

für den Verlauf der Relativgeschwindigkeit. Mit  $\phi_W = 1$  erhält man den konstanten Betrag von  $w_2^*$  im gesamten Jet-Gebiet. Wenn  $\phi_W < 1$  gesetzt wird, liegt ein Abfall zur Deckscheibe bzw. Gehäusekontur vor, während bei  $\phi_W > 1$  ein Anstieg erhalten wird.

Bei Vorgabe eines Wake-Gebietes mit  $\varepsilon_N$ ,  $\varepsilon_D$  und  $\phi_M$  und bei Annahme eines relati-

ven Strömungsprofils mit  $w_{2,N}^*$  und  $\phi_w$  unter Beachtung der Schaufeldicke  $\overline{\Delta s}$ , des Schaufelwinkels  $\overline{\beta_{2,\infty}}$ , der Schaufelteilung  $\overline{t_2}$  und der geschätzten Dichte kann dann in der Ebene 2\* kurz vor Laufradaustritt mit dem Geschwindigkeitsprofil und der Annahme eines Reibungsfaktors  $\xi_R$  auch der thermodynamischen Zustand gemäß Bild 47 ermittelt werden.

Zunächst kann aus einem beliebigen Geschwindigkeitsdreieck der wesentliche Zusammenhang zwischen den Geschwindigkeitskomponenten und der Geometrie gemäß Bild 49 erkannt werden.

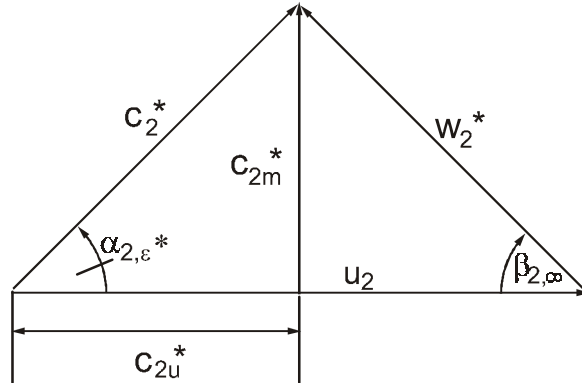


Bild 49: Geschwindigkeitsdreieck in Ebene 2\*

Mit Gl. (138) für die Relativgeschwindigkeit  $w_2^*(l)$  kann dann für die Absolutgeschwindigkeit die Funktion

$$c_2^* = \sqrt{u_2^2 + w_2^{*2} - 2u_2w_2^* \cos \beta_{2,\infty}} \quad \text{Gl. (151)}$$

gewonnen werden. Weiterhin resultieren die Geschwindigkeitskomponenten

$$c_{2u}^* = c_2^* \cdot \cos \alpha_{2,\epsilon}^* , \quad \text{Gl. (152)}$$

$$c_{2m}^* = c_2^* \cdot \sin \alpha_{2,\epsilon}^* , \quad \text{Gl. (153)}$$

wenn der absolute Strömungswinkel

$$\alpha_{2,\epsilon}^* = \arcsin \left\{ \frac{w_2^*}{c_2^*} \sin \beta_{2,\infty} \right\} \quad \text{Gl. (154)}$$

beachtet wird. Damit kann dann gemäß Gl. (132) auch die totale Enthalpiedifferenz  $\Delta h_t^*$  an jeder Stelle berechnet werden. Die repräsentative Integration über den Querschnitt führt schließlich zur mittleren thermodynamischen Darstellung. Mit dem Massenstromelement

$$dm = \rho_2^*(t_2 - \Delta s)(1 - \epsilon)w_2^* \sin \beta_{2,\infty} dl \quad \text{Gl. (155)}$$

kann der repräsentative Mittelwert des Dralls über

$$\overline{\frac{\dot{m}}{Z} u_2 c_{u2}^*} = \int_{l=0}^{b_2} u_2 c_{u2}^* d\dot{m} \quad \text{Gl. (156)}$$

und damit zu

$$\overline{u_2 c_{u2}^*} = g_1 \int_{l=0}^{b_2} u_2 c_{u2}^* (1 - \varepsilon) w_2^* dl \quad \text{Gl. (157)}$$

bestimmt werden, wenn

$$g_1 = \rho_2^* (\bar{t}_2 - \bar{\Delta s}) \frac{\sin \beta_{2,\infty} \cdot Z}{\dot{m}} \quad \text{Gl. (158)}$$

berücksichtigt wird. In der Form der Summen-Schreibweise gilt

$$\overline{u_2 c_{u2}^*} = g_1 \cdot \frac{b_2}{k} \sum_{i=1}^k u_2 c_{u2}^* (1 - \varepsilon) w_2^* \quad \text{Gl. (159)}$$

und in analoger Weise für die mittlere kinetische Energie

$$\overline{c_2^{*2}} = g_1 \cdot \frac{b_2}{k} \sum_{i=1}^k c_2^{*2} (1 - \varepsilon) w_2^* \quad \text{Gl. (160)}$$

Das dimensionslose Längenverhältnis folgt aus

$$\frac{l}{b_2} = \frac{(2i-1)}{2} \cdot \frac{1}{k} \quad \text{Gl. (161)}$$

Es wird in den Gl. (138) und Gl. (139) benötigt. Die Umfangsgeschwindigkeit ergibt sich zu

$$u_2(l) = \pi \cdot N \cdot D_a \left[ v^* + (1 - v^*) \cdot \frac{l}{b_2} \right] \quad \text{Gl. (162)}$$

mit dem Nabenverhältnis

$$v^* = \frac{D_{2,N}}{D_{2,D}} \quad \text{Gl. (163)}$$

Aus Gl. (132) und Gl. (133) folgen für die mittleren massenmäßig repräsentativen thermodynamischen Größen die Beziehungen für die absolute statische Temperatur

$$\overline{T_2^*} = \overline{T_1^*} + \frac{\overline{\Delta h^*}}{c_p}, \quad \text{Gl. (164)}$$

so daß mit der relativen Strömungsgeschwindigkeit kurz nach Laufradeintritt außen ( $w_{1,a,Str}$ ) mit Gl. (130) bei gegebenem  $\delta_i$  der Exponent für die Strömungsverluste im Laufrad

$$AR = \frac{R_{Reib}^*}{c_p[\overline{T_2^*} - \overline{T_1^*}]} \quad \text{Gl. (165)}$$

berechenbar wird. Das führt dann zur Bestimmung des mittleren statischen Druckes in der Form

$$\overline{p_2^*} = \overline{p_1^*} \left( \frac{\overline{T_2^*}}{\overline{T_1^*}} \right)^{\frac{(1-AR)c_p}{R}}, \quad \text{Gl. (166)}$$

des isentropen Wirkungsgrades

$$\eta_s^* = \frac{(\overline{p_2^*}/\overline{p_1^*})^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} - 1}{(\overline{T_2^*}/\overline{T_1^*}) - 1}, \quad \text{Gl. (167)}$$

der Totaltemperatur

$$\overline{T_{2,t}^*} = \overline{T_2^*} + \frac{\overline{c_2^{*2}}}{2c_p}, \quad \text{Gl. (168)}$$

des Totaldruckes

$$\overline{p_{2,t}^*} = \overline{p_2^*} \left\{ 1 + \frac{\overline{c_2^{*2}}}{2c_p \overline{T_2^*}} \right\}^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} \quad \text{Gl. (169)}$$

und einer verbesserten Dichte

$$\overline{\rho_2^*} = \frac{\overline{p_2^*}}{R \overline{T_2^*}}. \quad \text{Gl. (170)}$$

Damit liegen alle Daten kurz vor Austritt des Laufrades vor, wenn noch die Entropieänderung

$$\frac{\Delta s^*}{c_p} = \ln \left\{ \frac{\overline{T_2^*} / \overline{T_1^*}}{(\overline{p_2^*} / \overline{p_1^*})^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}} \right\} \quad \text{Gl. (171)}$$

beachtet wird.

#### 6.4.4 Zustand nach Laufrad ( $2^* \rightarrow \dot{2}$ )

Hier wird angenommen, daß der Zustand  $\dot{2}$  so weit nach dem Laufrad liegt, daß der Impulsaustausch stattgefunden hat und damit bei  $\dot{2}$  ausgeglichene, mittlere Verhältnisse vorliegen. Außerdem sei dies der Ort, für den auch in der Praxis der bekannte Minderleistungsfaktor

$$\mu = \frac{\dot{c}_{2u}}{c_{2u,the}} \quad \text{Gl. (172)}$$

gilt. Mit der üblichen Definition für den theoretischen Betrag der Umfangskomponente der Geschwindigkeit in der Form

$$c_{2u,the} = u_2 \cdot \left( 1 - \frac{c_{2m}/u_2}{\tan \beta_{2,\infty}} \right) \quad \text{Gl. (173)}$$

entsprechend Bild 2 erhält man unter Berücksichtigung der Kontinuitätsgleichung am Laufradaustritt

$$c_{2m} = \frac{\dot{m}}{\rho_2 \cdot \pi \cdot D_2 \cdot b_2 \cdot f_2}, \quad \text{Gl. (174)}$$

wobei  $f_2$  für die Schaufelversperrung

$$f_2 = 1 - \frac{Z \cdot b_2 \cdot \overline{\Delta s}}{\pi \cdot D_2 \cdot b_2} = 1 - \frac{Z \overline{\Delta s}}{\pi \cdot D_2} \quad \text{Gl. (175)}$$

steht und  $\overline{\Delta s}$  aus Gl. (146) zu berechnen ist. Damit erhält man für die wahre Umfangskomponente aus Gl. (172)

$$\dot{c}_{2u} = \mu \cdot \overline{u_2} \cdot \left[ 1 - \frac{\dot{m}}{\pi \cdot \overline{D_2} \cdot b_2 \cdot f_2 \cdot \rho_2 \cdot \overline{u_2} \tan \beta_{2,\infty}} \right], \quad \text{Gl. (176)}$$

wobei die arithmetischen Werte

$$\bar{D}_2 = \frac{D_{2,N} + D_{2,D}}{2} \quad \text{Gl. (177)}$$

und

$$\bar{u}_2 = \pi \cdot N \cdot \bar{D}_2 \quad \text{Gl. (178)}$$

zu beachten sind. Die mittlere Dichte  $\rho_2$  wird im Iterationsprozeß bestimmt. Dieses so bestimmte  $\dot{c}_{2u}$  liegt in der Regel ca. 5 bis 8% nach Laufradaustrittsdurchmesser. Gemäß der vorliegenden Verlustmethode muß die ungleichmäßige "Jet- and Wake-" Strömung kurz vor Laufradaustritt als CARNOTScher Stoß gemäß Bild 50 in eine gleichmäßige nach Laufradaustritt überführt werden, die beim Durchmesser  $\bar{D}_2$  und bei der Breite  $\dot{b}_2$  zur Wirkung kommt. Es soll im weiteren angenommen werden, daß  $\dot{c}_{2u}$  bei  $\bar{D}_2$  und bei  $\dot{b}_2$  zum Tragen kommt.

Aus Bild 50 erhalten wir für die repräsentative Meridiangeschwindigkeit nach dem Laufrad

$$\dot{c}_{2m} = \frac{\dot{m}}{\rho_2 \cdot \pi \cdot \bar{D}_2 \cdot \dot{b}_2} \quad \text{Gl. (179)}$$

so daß mit  $\dot{c}_{2u}$  der absolute mittlere Strömungswinkel

$$\alpha_2 = \text{atan}\left(\frac{\dot{c}_{2m}}{\dot{c}_{2u}}\right) \quad \text{Gl. (180)}$$

berechnet werden kann und für die Absolutströmung selbst die Beziehung

$$\dot{c}_2 = \sqrt{\dot{c}_{2u}^2 + \dot{c}_{2m}^2} \quad \text{Gl. (181)}$$

beachtet wird.



Momentaufnahme

$$\rho = \text{const} = \rho_2$$

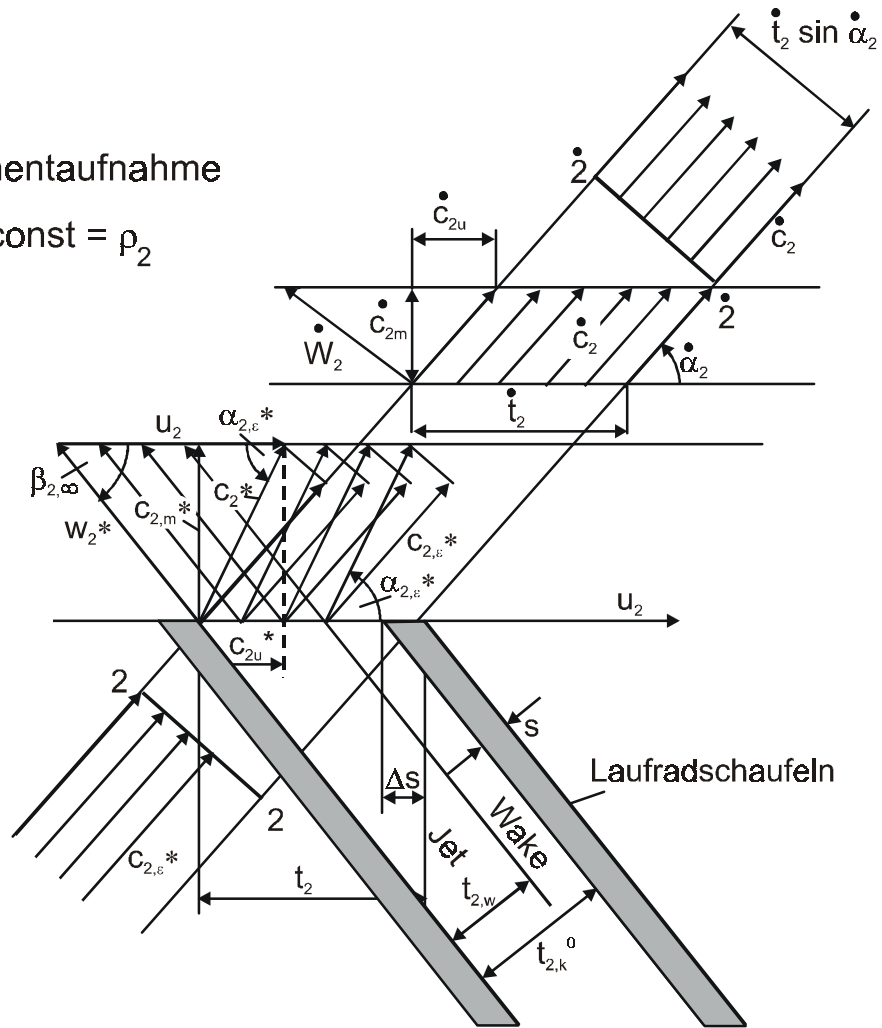


Bild 50: CARNOTScher Stoß am Laufradaustritt

 Gemäß Bild 50 folgt aus dem Kräftegleichgewicht am Element  $2 \rightarrow 2^*$ :

$$p_2^* \cdot \dot{b}_2 \cdot \dot{t}_2 \cdot \sin \alpha_{2,e}^* + \dot{m}_i \cdot c_{2,e}^* = p_2 \cdot \dot{b}_2 \cdot \dot{t}_2 \cdot \sin \alpha_2 + \dot{m}_i \cdot \dot{c}_2 \quad \text{Gl. (182)}$$

mit dem Massenstrom im schaufellosen Raum

$$\dot{m}_i = \dot{c}_2 \cdot \dot{t}_2 \cdot \sin \alpha_2 \cdot \dot{b}_2 \cdot \rho_2. \quad \text{Gl. (183)}$$

Die Stoßverluste werden über den Energiesatz eingeführt:

$$\frac{p_2^*}{\rho_2} + \frac{c_2^{*2}}{2} = \frac{p_2}{\rho_2} + \frac{c_2^2}{2} + R_{2,A}. \quad \text{Gl. (184)}$$

Die Stoßverluste über der Austrittsfläche errechnen sich schließlich zu

$$R_{2,A} = \frac{1}{2} \cdot [\dot{c}_2^{*2} + \dot{c}_2^2 - 2\dot{c}_2^* \cdot \dot{c}_2 \cdot \cos(\alpha_{2,e}^* - \alpha_2)], \quad \text{Gl. (185)}$$

wobei  $\alpha_{2,\varepsilon}^*$  aus Gl. (154) hervorgeht und vom Ort abhängig ist. Im Hinblick auf das h,s-Diagramm kann nun festgestellt werden, daß neben den Stoßverlusten  $R_{2,A}$ , gemittelt über der Austrittsfläche

$$\dot{R}_{2,A} = g_1 \cdot \frac{b_2}{k} \cdot \sum_{i=1}^k R_{2,A} \cdot (1 - \varepsilon) w_{2^*} \quad \text{Gl. (186)}$$

analog zur Gl. (160), auch die mittlere Erhöhung der Totalenthalpie von  $2^*$  nach  $\dot{2}$  zu

$$\Delta \dot{h}_t = \overline{u_2 \dot{c}_{2u}} - \overline{u_2 c_{u2^*}} \quad \text{Gl. (187)}$$

ermittelt werden kann. Dabei wurde  $\overline{u_2 c_{u2^*}}$  nach Gl. (159) bereits berechnet. Aus der Thermodynamik resultieren folgende Beziehungen:

$$\dot{T}_{2,t} = \overline{T_{2,t}^*} + \frac{\Delta \dot{h}_t}{c_p}, \quad \text{Gl. (188)}$$

$$\dot{T}_2 = \dot{T}_{2,t} - \frac{\dot{c}_2^2}{2c_p}, \quad \text{Gl. (189)}$$

$$AR = \frac{\dot{R}_{2,A}}{c_p(\dot{T}_2 - \overline{T_{2^*}})}, \quad \text{Gl. (190)}$$

$$\dot{p}_2 = \overline{p_{2^*}} \cdot \left( \frac{\dot{T}_2}{\overline{T_{2^*}}} \right)^{\frac{(1-AR)c_p}{R}}, \quad \text{Gl. (191)}$$

$$\dot{p}_{2,t} = \dot{p}_2 \cdot \left( 1 + \frac{\dot{c}_2^2}{2 \cdot c_p \cdot \dot{T}_2} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} \quad \text{Gl. (192)}$$

und

$$\frac{\Delta \dot{s}}{c_p} = \ln \left\{ \frac{\dot{T}_2 / \overline{T_{2^*}}}{\left( \dot{p}_2 / \overline{p_{2^*}} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}} \right\}. \quad \text{Gl. (193)}$$

Die mittlere Dichte resultiert aus

$$\dot{\rho}_2 = \frac{\dot{p}_2}{R \cdot \dot{T}_2}, \quad \text{Gl. (194)}$$

die in den Iterationsprozeß eingebunden werden muß.

### 6.5 Schaufelloser Diffusor

Die Berechnung des schaufellosten Diffusors soll hier in Anlehnung an TRAUEP [54] erfolgen. Dabei werden auf ein Diffusorelement die Erhaltungsgleichungen für Masse, Energie und Impuls angewendet. Die Auswirkungen der Wandreibung auf den Drallverlust sowie auf die im Diffusor dissipierte Energie werden durch den Wandreibungskoeffizienten  $c_f$  und den Dissipationskoeffizienten  $c_D$  berücksichtigt. Alternativ zu der von TRAUEP vorgeschlagenen Methode können auch andere ggf. modernere Verlustansätze verwendet werden, solange der Zustand am Diffusoraustritt mit Hilfe von empirisch zu ermittelnden Koeffizienten global aus den Daten am Eintritt des Diffusors ermittelt werden kann und die Erhaltungsgleichungen für das kompressible System erfüllt sind. Eine periphere Druckstörung wird in der Berechnung des schaufellosten Diffusors nicht berücksichtigt.

### 6.6 Beschaufelter Diffusor

Neben unbeschaufelten Diffusoren werden häufig auch beschaufelte, z.T. verstellbare Nachleiträder eingesetzt. Auch die Kombination verstellbares Vorleitrad und verstellbares Nachleitrad wird verwendet, wenn sehr hohe Ansprüche an den Regelbereich des Verdichters gestellt werden (vergl. Kapitel 2.). Beschaufelte Diffusoren werden vor allem dann eingesetzt, wenn ein schaufelloser Diffusor die Ansprüche an Wirkungsgrad und Druckaufbau z.B. im Bereich hoher Machzahlen nicht mehr erfüllen kann. Für die Berechnung von beschaufelten Diffusoren ist die Berücksichtigung transsonischer Strömungsvorgänge unbedingte Voraussetzung. Eine ausführliche aerothermodynamische Behandlung der Strömung im beschaufelten Nachleitrad im Sinne der heuristischen Methode findet sich bei SEIDEL [50] und SEIDEL und RAUTENBERG [51]. Die Autoren präsentieren eine Methode zur Bestimmung der Verluste in durchströmten Kanälen. Am Beispiel der plötzlichen Querschnittserweiterung an einem Rohr wird die allgemeine Vorgehensweise anschaulich diskutiert. Über die Erhaltung von Masse, Energie und Impuls lassen sich, ohne Annahmen über die Reibung und die Viskosität des Fluids zu treffen, die Strömungsverluste für ein kompressibles Fluid rein mathematisch abstrakt bestimmen. Die Erfahrung zeigt, daß die so berechneten Verluste immer etwas höher ausfallen, als in der Natur beobachtet wird. Offensichtlich gelingt es der Natur, Strömungsvorgänge ganz im Sinne des HAMILTONschen Prinzips so zu gestalten, daß sie energetisch optimal verlaufen.

Das grundsätzliche Vorgehen ist nicht neu. BAEHR [52] wendet es zum Beispiel bei der Berechnung von Verdichtungsstößen an. Dabei werden die Erhaltungssätze paarweise getrennt einer Lösung zugeführt. Die FANNO-Funktion sorgt für die Erhaltung von Masse und Energie und gibt den Ort der möglichen Zustände im  $h,s$ -Diagramm für einen Betriebspunkt an. Die RAYLEIGH-Funktion ergibt sich durch den Erhalt von Masse und Impuls. Die Lösung für den Betriebspunkt ergibt sich als Schnittpunkt der

beiden zuvor genannten Funktionen. Ergeben sich zwei Schnittpunkte, so sind dies jeweils Lösungen im Unterschall- und im Überschallbereich. Dabei liegt die Lösung im Unterschallbereich nach dem 2. Hauptsatz der Thermodynamik stets weiter rechts im  $h,s$ -Diagramm. Im Falle eines Verdichtungsstoßes springt der Zustand dann von Überschall- auf Unterschallströmung, was mit einem Entropiezuwachs verbunden ist. Der umgekehrte Fall des Verdünnungsstoßes ist nicht möglich, da er mit einer Entropieverminderung verbunden wäre.

Die SEIDELsche Theorie ist vom Aufbau her mit der hier vorgestellten Berechnungsmethode vergleichbar, so daß eine künftige Einbindung und Verknüpfung bzw. Erweiterung auf transsonische Strömungen sicher sinnvoll ist, jedoch aus Zeitgründen in dieser Arbeit nicht geleistet werden konnte.

## 6.7 Sammelspirale

Eine exakte Wiedergabe aller im Detail ablaufenden Strömungsvorgänge in der geometrisch sehr komplexen Sammelspirale ist mit einer eindimensionalen Berechnungsmethode nicht möglich. Eine quasi-eindimensionale Rechenmethode, die dennoch sehr detailliert auf die Strömung in der Spirale eingeht, wurde von VAN DEN BRAEM-BUSSCHE et al. [55] vorgestellt. An dieser Stelle soll die Berechnung der Zustandsänderung in der Sammelspirale dagegen nach einer vergleichsweise einfachen Methode erfolgen.

Der Totaldruckverlust in der Sammelspirale und dem Austrittsdiffusor setzt sich danach lediglich aus Wandreibungs- und Wirbelverlusten und bei Verzögerung zusätzlich aus CARNOTSchen Stoßverlusten zusammen. Verluste durch Fehlanströmung der Zunge sowie weitere Einflüsse werden vernachlässigt bzw. durch Anpassung der empirischen Koeffizienten den oben genannten Verlusten zugeschlagen.

Es soll von den in Bild 51 gezeigten Vereinbarungen ausgegangen werden. Der Spiralquerschnitt sei kreisförmig. Andere Querschnittsformen können in einen Kreis mit gleicher Fläche und gleichem Schwerpunktradius  $r_6$  des engsten Querschnittes umgerechnet werden.

Die mittlere auf dem Austrittsquerschnitt 6 senkrecht stehende – im weiteren als Tangentialgeschwindigkeit bezeichnete – Geschwindigkeit ergibt sich aus der Kontinuitätsgleichung:

$$c_{6t} = \frac{\dot{m}}{\rho_6 \cdot A_6} = c_{5m} \cdot \frac{\rho_5}{\rho_6} \cdot \frac{A_5}{A_6}, \quad \text{Gl. (195)}$$

mit  $A_5$  und  $A_6$  als Ein- bzw. Austrittsfläche der Spirale. Für die Dichte wird zunächst  $\rho_6 = \rho_5$  gesetzt. Es muß dann später in einem iterativen Prozess eine verbesserte

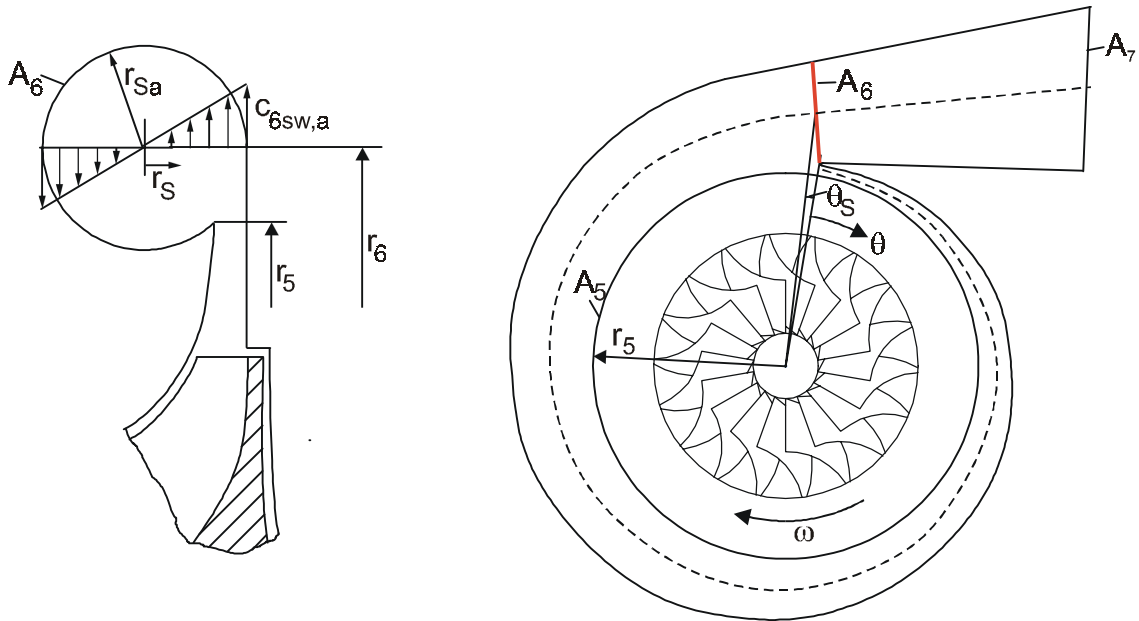


Bild 51: Schematische Darstellung der Sammelspirale eines Radialverdichters

Dichte gesucht werden.

Unter der Wirbelgeschwindigkeit soll im weiteren die in der Austrittsebene 6 liegende Geschwindigkeitskomponente verstanden werden. Sie trägt nicht zum Massentransport bei und kann daher als Sekundärströmung interpretiert werden. Die detaillierten Meßergebnisse von HAGELSTEIN et al. [45], [56] zeigen, daß die Wirbelgeschwindigkeit in guter Näherung durch einen Solid-Body-Wirbel mit einer linearen Verteilung wiedergegeben werden kann (vergl. Bild 51):

$$c_{6sw} = c_{6sw,a} \cdot \frac{r_s}{r_{sa}} \quad \text{Gl. (196)}$$

Die Stärke des Wirbels ist von der Größe der Meridiangeschwindigkeit am Diffusoraustritt bestimmt. Es soll näherungsweise

$$c_{6sw,a} = c_{5m} \cdot \frac{r_5}{r_6} \quad \text{Gl. (197)}$$

gesetzt werden. Die mittlere repräsentative Geschwindigkeit in Ebene 6 ergibt sich durch eine energetische Mittelung zu

$$c_{6,E}^2 = c_{6t}^2 + \frac{1}{2} \cdot c_{6sw,a}^2 \quad \text{Gl. (198)}$$

Für die Reibungsverluste an den Wänden der Sammelspirale, bietet sich ein Ansatz ähnlich wie in Gl. (38) an. Mit dem Wandreibungskoeffizienten  $\lambda_{56,R}$  und der durchströmten Länge

$$l_s = 2\pi \cdot \frac{(r_5 + r_6)}{2}, \quad \text{Gl. (199)}$$

ergibt sich mit  $D_s = 2 r_{sa}$ :

$$\Delta p_{56t, R} = \lambda_{56, R} \cdot 2\pi \cdot \frac{(r_5 + r_6)}{4r_{sa}} \cdot \frac{\rho_6}{2} \cdot c_{6E}^2. \quad \text{Gl. (200)}$$

Die zuvor beschriebenen Verluste steigen mit dem Massendurchsatz durch die Spirale an, da die Geschwindigkeit  $c_{6E}$  durch den Massenstrom festgelegt ist. Darüber hinaus zeigen die experimentellen Ergebnisse, daß die Totaldruckverluste in der Spirale auch mit abnehmenden Durchsätzen ansteigen können, wenn die Umfangskomponente in der Spirale verzögert wird. Für die bei der Verzögerung entstehenden Verluste wird das Verlustmodell des CARNOTSchen Stosses angewendet, so daß für den Totaldruckverlust in Anlehnung an JAPIKSE [13] folgt:

$$\Delta p_{56t, stoss} = K_{56, stoss} \cdot \left[ \frac{1}{2} \cdot \rho_5 \cdot c_{5u}^2 \cdot \left( 1 - \frac{A_{5,v}}{A_6} \right)^2 \right]. \quad \text{Gl. (201)}$$

Es wird hier gegenüber der Definition von JAPIKSE eine Modifikation durchgeführt. Für  $A_{5,v}$  soll nicht die Ringfläche am Austritt des schaufellosen Diffusors eingesetzt werden, da diese ohne Bedeutung für den in Bild 52 schematisch dargestellten Stoß ist. Vielmehr ist hier eine virtuelle Fläche einzusetzen, die nach der Kontinuitätsgleichung zu

$$A_{5,v} = \frac{\dot{m}}{\rho_5 \cdot c_{5u}} = \frac{\rho_6 \cdot c_{6t}}{\rho_5 \cdot c_{5u}} \cdot A_6 \quad \text{Gl. (202)}$$

gegeben ist. Es zeigt sich, daß die Totaldruckverluste durch die eckige Klammer in Gl. (201) überschätzt werden. Zur korrekten Bestimmung der Verluste ist daher noch ein Korrekturfaktor  $K_{stoss}$  eingefügt, der die Übereinstimmung mit experimentellen Ergebnissen sicherstellt. Gl. (202) in Gl. (201) eingesetzt führt auf:

$$\Delta p_{56t, stoss} = K_{56, stoss} \cdot \left[ \frac{1}{2} \cdot \rho_5 \cdot \left( c_{5u} - \frac{\rho_6}{\rho_5} c_{6t} \right)^2 \right] \quad \text{Gl. (203)}$$

Mit Gl. (200) und Gl. (203) kann nun der mittlere Totaldruck in Ebene 6 bestimmt werden:

$$p_{6t} = p_{5t} - \Delta p_{56t, R} - \Delta p_{56t, stoss}. \quad \text{Gl. (204)}$$

Bei beschleunigter Strömung ( $c_{6t} > c_{5u}$ ) wird  $\Delta p_{56t, stoss} = 0$  gesetzt.

Die Totalenthalpie bleibt bei Vernachlässigung des Wärmeüberganges durch die Wand konstant, so daß gilt:

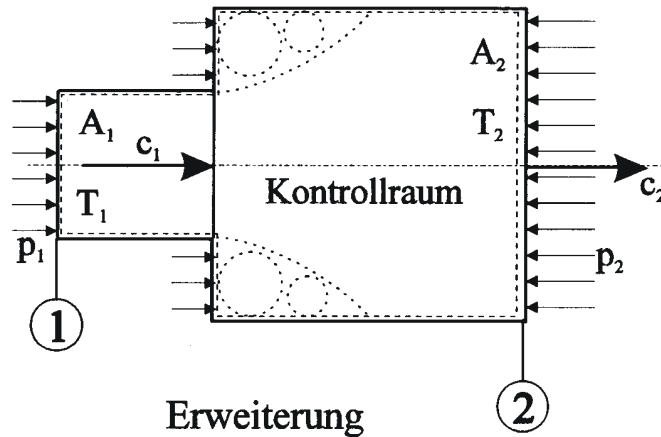


Bild 52: Kontrollraum für den CARNOTSchen Stoß nach SEIDEL [50]

$$h_{6t} = h_{5t} \Rightarrow T_{6t} = T_{5t}. \quad \text{Gl. (205)}$$

Die mittlere statische Temperatur folgt mit Gl. (198) aus der Beziehung

$$T_6 = T_{6t} - \frac{c_{6,E}^2}{2c_p}. \quad \text{Gl. (206)}$$

Unter Annahme einer isentropen Aufstauung folgen der mittlere statische Druck

$$p_6 = p_{6t} \cdot \left( \frac{T_6}{T_{6t}} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} \quad \text{Gl. (207)}$$

und die mittlere Dichte

$$\rho_6 = \frac{p_6}{RT_6}. \quad \text{Gl. (208)}$$

Mit dieser verbesserten Dichte muß ein Iterationsprozess gestartet werden, in dem alle von  $\rho_6$  abhängigen Größen neu berechnet werden.

## 6.8 Austrittsdiffusor

Die Strömung soll sich im Austrittsdiffusor umwandeln von einer drallbehafteten Strömung im Austrittsquerschnitt der Spirale in eine vollständig ausgeglichene Strömung am Stufenaustritt. Der Berechnung der Verluste im Austrittsdiffusor liegt die Annahme zugrunde, daß die kinetische Energie des Wirbels in Ebene 6 bis zum Stufenaustritt vollständig dissipiert wird. Für den Fall, daß diese Annahme zu pessimistisch ist, kann der Wirbelverlust über den Koeffizienten  $K_{\text{swirl}}$  angepaßt werden. Mit der kinetischen Energie des Wirbel nach Gl. (198) ergibt sich

$$\Delta p_{67t, \text{swirl}} = K_{67, \text{swirl}} \cdot \frac{1}{4} \rho_6 c_{6sw, a}^2 \quad \text{Gl. (209)}$$

Außerdem sollen wieder CARNOTSche Stoßverluste angesetzt werden. Für den Totaldruckverlust folgt:

$$\Delta p_{67t, \text{stoss}} = K_{67, \text{stoss}} \cdot \left[ \frac{1}{2} \rho_6 c_{6u}^2 \cdot \left( 1 - \frac{A_6}{A_7} \right)^2 \right] \quad \text{Gl. (210)}$$

Mit dem Faktor  $K_{67, \text{stoss}}$  kann wieder eine Anpassung an das Experiment vorgenommen werden. Die mittlere Geschwindigkeit in der Austrittsebene 7 ergibt sich zu

$$c_7 = \frac{\dot{m}}{A_7 \rho_7}, \quad \text{Gl. (211)}$$

wobei  $\rho_7 = \rho_6$  gesetzt wird. Bei adiabater Betrachtung folgt

$$h_{7t} = h_{6t} \Rightarrow T_{7t} = T_{6t} \quad \text{Gl. (212)}$$

und damit

$$T_7 = T_{7t} - \frac{c_7^2}{2c_p} \quad \text{Gl. (213)}$$

Der Totaldruck ergibt sich mit Gl. (210) zu

$$p_{7t} = p_{6t} - \Delta p_{67t, \text{swirl}} - \Delta p_{67t, \text{stoss}} \quad \text{Gl. (214)}$$

Für den statischen Druck gilt schließlich

$$p_7 = p_{7t} \cdot \left( \frac{T_7}{T_{7t}} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} \quad \text{Gl. (215)}$$

Es folgt für die verbesserte Dichte

$$\rho_7 = \frac{p_7}{RT_7}, \quad \text{Gl. (216)}$$

so daß der Iterationsprozess neu starten kann.



## 7. Ergebnisse der Nachrechnung

### 7.1 Berechnung der Drallströmung vor Laufradeintritt

Die beschriebene Nachrechenmethode wurde auf die experimentell untersuchten Varianten V1 bis V3 angewendet, wodurch ein Vergleich zwischen Meß- und Rechenergebnissen möglich wird. Bild B21 zeigt einen solchen Vergleich für die Prüfstandsvariante V1. Es sind von oben nach unten die Umfangskomponente der Geschwindigkeit (bezogen auf die Radumfangsgeschwindigkeit am Eintritt außen), der statische Druck und der Totaldruck – jeweils bezogen auf den Totaldruck vor Vorleitgitter – dargestellt. Die gemessenen Werte sind durch die Symbole gekennzeichnet, während die gerechneten Werte durch die durchgezogenen Linien wiedergegeben werden. Die Modellkoeffizienten wurden jeweils für eine Geometrie konstant gehalten. Für den Drallverlustfaktor wurde wie auch bei den beiden anderen Varianten der Wert  $\varphi = 1$  gesetzt, d.h. der Drall hinter dem Vorleitgitter soll zu 100% bis zum Laufradeintritt erhalten bleiben. Es wurde für alle drei Varianten von einer konstanten Verteilung der Meridiangeschwindigkeit ausgegangen ( $\gamma_1 = 1$ ). Der die Wandreibung beschreibende Parameter erhält jeweils den Wert  $\lambda_R = 0.02$ . Für den maximalen Verstellwinkel des Vorleitgitters wurde in Anlehnung an das Versuchsprogramm der Wert  $\alpha_{\text{VLR, max}} = 75^\circ$  gewählt. Die übrigen Parameter ( $\lambda_{\text{Drall, max}}$ ,  $\vartheta$ ,  $\iota$ ...) wurden so gewählt, daß eine möglichst gute Anpassung an die Meßergebnisse erreicht wird.

Der Vergleich von Meß- und Rechenergebnissen für die Verteilung der Umfangskomponente in Bild B21 zeigt für alle Anstellwinkel des Vorleitgitters eine gute Übereinstimmung, wobei für den Anstellwinkel  $\alpha_{\text{VLR}} = +75^\circ$  insbesondere im äußeren Randbereich größere Abweichungen auftreten. Sowohl das Niveau der Geschwindigkeit als auch die Lage des Knickpunktes in der  $c_u$ -Verteilung werden mit guter Genauigkeit wiedergegeben. Die Übereinstimmung bei der Verteilung des statischen Druckes ist für  $+20^\circ < \alpha_{\text{VLR}} < +60^\circ$  ebenfalls gut. Hier ergeben sich jedoch für den Anstellwinkel  $\alpha_{\text{VLR}} = +75^\circ$  größere Abweichungen. Ähnliche Ergebnisse sind bei der im unteren Diagramm dargestellten Totaldruckverteilung festzustellen. Die größeren Abweichungen bei dem Anstellwinkel  $\alpha_{\text{VLR}} = +75^\circ$  sind eine Folge der Rückströmung in diesem Betriebspunkt. Durch das entlang der Gehäusewand aus dem Laufradbereich zurückströmende Fluid erfolgt eine Erhöhung sowohl des statischen als auch des totalen Druckes. Dieses Phänomen ist in dem Rechenmodell nicht berücksichtigt, so daß die Verhältnisse bei Rückströmung nicht mit guter Genauigkeit wiedergegeben werden können.

Bild B22 zeigt die entsprechenden Ergebnisse für die Vorleitgittervariante V2. Bei dieser Variante trat bei keinem der gemessenen Betriebspunkte Rückströmung an der Gehäusewand auf. So zeigt sich auch bei allen Anstellwinkeln eine sehr gute Übereinstimmung in den Verteilungen für die Geschwindigkeit, den statischen und den Total-

druck. Die Übereinstimmung zwischen Meß- und Rechenergebnissen bei der Variante V3 ist im Großen und Ganzen ebenfalls gut (s. Bild B23), auch wenn nicht jedes Detail exakt aufgelöst werden kann. Größere Abweichungen erkennt man z.B. bei der Verteilung der  $c_u$ -Komponente bei einem Anstellwinkel von  $\alpha_{VLR} = +20^\circ$  oder bei der Totaldruckverteilung bei  $\alpha_{VLR} = +75^\circ$ . Ein Grund für die Abweichungen liegt in der Annahme einer konstanten Verteilung der Meridiangeschwindigkeit ( $c_{1m}(r) = \text{const.}$ ). Wie die Analyse der Meßergebnisse gezeigt hatte, bedeutet diese Annahme eine recht grobe Vereinfachung der Verhältnisse (vergl. Bild B7). Andere Ursachen rühren von den in Gl. (39) und Gl. (49) definierten Ansätzen für die Verteilung des Verlustkoeffizienten  $\lambda_{Drall}$  und des Strömungswinkels  $\alpha_L$  in Ebene L. Verbesserte Ansätze, die auch den komplexen Übergang von einer anliegenden zu einer abgelösten Strömung auf den Vorleitschaufeln beschreiben, können hier noch wesentliche Verbesserungen bringen. Trotz der recht einfachen Ansätze gelingt es – von lokalen Abweichungen zur realen Strömung abgesehen – für alle untersuchten Geometrien recht gut, die Strömungsverhältnisse zu beschreiben. Das Modell ist demnach geeignet, um die globale Zustandsänderung im Einlauf zu beschreiben und eine Näherung für die Radeintrittsströmung zu liefern, die zur Untersuchung des globalen Betriebsverhaltens der Stufe benötigt wird.

## 7.2 Verringerung des Stufenwirkungsgrades durch Drosselverluste im Vorleitgitter

Anhand der in Kapitel 5.2.2 präsentierten Meßergebnisse konnte bereits eine Beurteilung der Strömungsverluste der untersuchten Geometrievarianten in Abhängigkeit vom eingestellten Winkel der Vorleitschaufeln vorgenommen werden. Nachdem in Kapitel 7.1 die maßgeblichen Parameter für Umlenkung und Verlustenstehung im Vorleitgitter identifiziert wurden, kann nun die Totaldruckverteilung und damit auch der repräsentative Mittelwert des Totaldruckes am Laufradeintritt für jeden beliebigen Betriebspunkt rechnerisch ermittelt werden. Für die Praxis ist es bedeutsam, um welchen Betrag der Stufenwirkungsgrad durch die Drosselverluste in und nach dem Vorleitgitter reduziert wird. Durch die rechnerische Bestimmung der Verluste läßt sich die durch die Drosselung im Vorleitgitter verursachte Wirkungsgradänderung berechnen. Ausgehend von der Definition nach Gl. (6) erhält man für die Verringerung des Wirkungsgrades:

$$\Delta\eta_s = \frac{\left[ \left( \frac{p_{7t}}{p_{1t}} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} - 1 \right] - \left[ \left( \frac{p_{7t}}{p_{0t}} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} - 1 \right]}{\frac{T_{7t}}{T_{0t}} - 1}. \quad \text{Gl. (217)}$$

Durch Einführen des Totaldruckverlustes zwischen den Ebenen 0 und 1  $\Delta p_{01t}$  und

unter Verwendung von Gl. (6) erhält man nach Umformung:

$$\Delta\eta_s = \left( \eta_s + \frac{1}{\frac{T_{7t}}{T_{0t}} - 1} \right) \cdot \left[ \left( 1 - \frac{\Delta p_{01t}}{p_{0t}} \right)^{-\frac{\kappa-1}{\kappa}} - 1 \right]. \quad \text{Gl. (218)}$$

Mit Hilfe der berechneten Werte für den Totaldruckverlust, lassen sich die gemessenen Drallkennfelder nun mit Hilfe von Gl. (218) weiter auswerten. Die durch Drosselung im Vorleitgitter verursachten Wirkungsgradeinbußen sind für die Vorleitgittervariante V1 in Bild 53 dargestellt.

Bei axialer Anstellung des Vorleitgitters  $\alpha_{\text{VLR}} = 0^\circ$  reduzieren sich die Verluste auf die vergleichsweise geringen Wandreibungsverluste, so daß die Isolinie für eine Wirkungsgraddifferenz von 0 Prozentpunkten etwa mit der entsprechenden Kennlinie zur Deckung kommt. Mit zunehmender Verstellung des Vorleitgitters nehmen die Totaldruckverluste und damit die Wirkungsgradeinbußen erwartungsgemäß zu. Die Zunahme ist besonders stark bei großen Durchsätzen, da dann das Geschwindigkeitsniveau insgesamt und damit auch die Intensität der Drallströmung nach Vorleitgitter ansteigt. Die Reduzierung des Wirkungsgradniveaus für  $\alpha_{\text{VLR}} = +60^\circ$  variiert z.B. von  $\Delta\eta_s = 2$  Prozentpunkten an der Pumpgrenze bis zu etwa 26 Prozentpunkten beim größten gemessenen Durchsatz. Die Isolinien für den Bereich bis zu  $\alpha_{\text{VLR}} =$

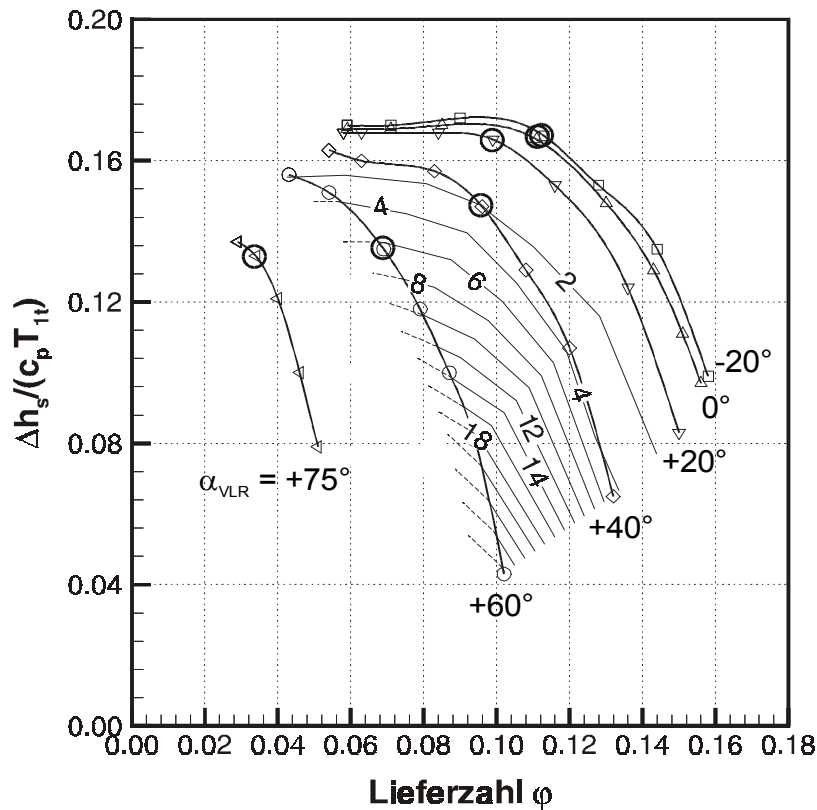


Bild 53: Reduzierung des is. Wirkungsgrades durch Drosselverluste im Vorleitgitter V1 (dargestellt als Isolinien in Prozentpunkten)

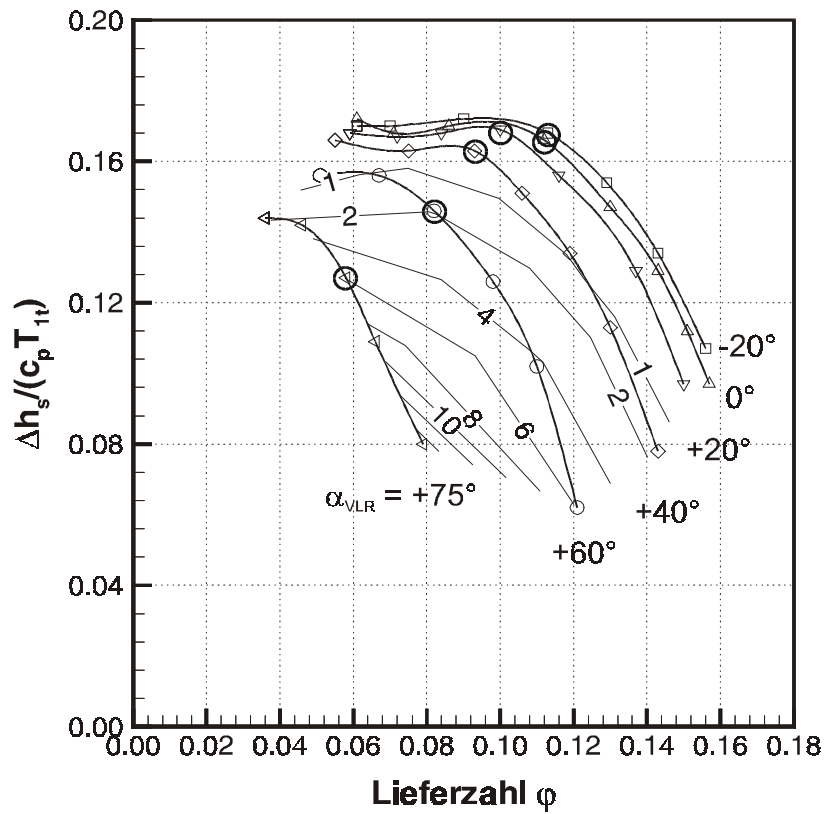


Bild 54: Reduzierung des is. Wirkungsgrades durch Drosselverluste im Vorleitgitter V2 (dargestellt als Isolinien in Prozentpunkten)

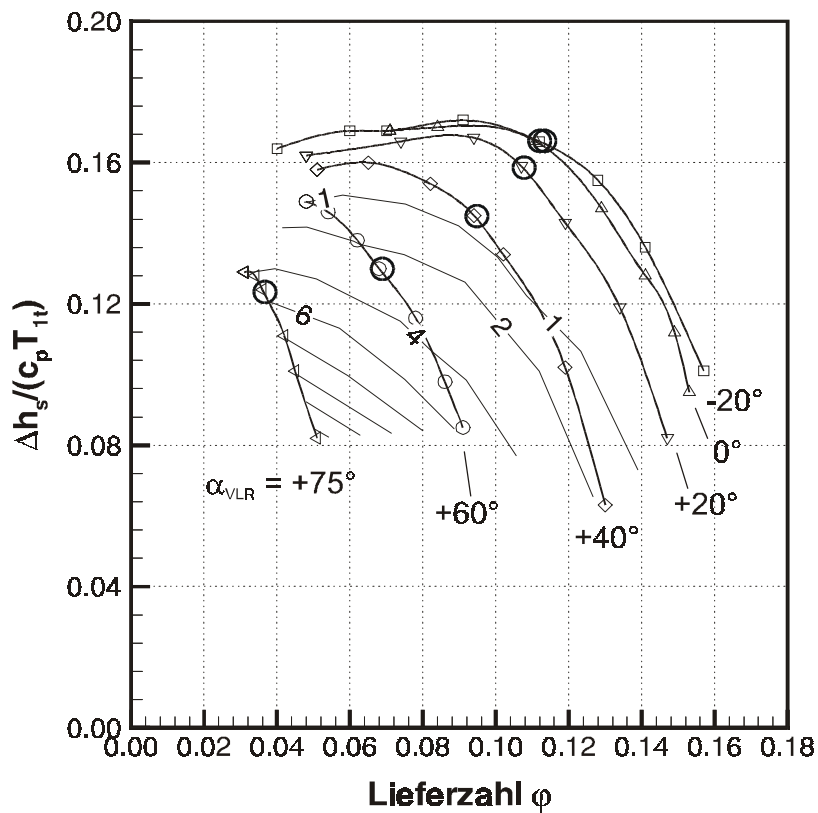


Bild 55: Reduzierung des is. Wirkungsgrades durch Drosselverluste im Vorleitgitter V3 (dargestellt als Isolinien in Prozentpunkten)

+75° sind hier nicht dargestellt, da hier aufgrund der Rückströmung aus dem Laufrad keine verlässlichen Daten für den Totaldruckverlust verfügbar sind (vergl. Bild 27). Die entsprechenden Diagramme für die Variante V2 finden sich in Bild 54. Die Wirkungsgradeinbußen bei starken Mitdrallstellungen sind hier gegenüber Variante V1 wesentlich verringert. Beim Vergleich der Werte ist allerdings die geringere Kennfeldbreite der Variante V2 zu beachten. Noch günstigere Verhältnisse ergeben sich bei der Variante V3 (s. Bild 55). Hier konnte der Bereich relativ geringer Drosselverluste noch weiter ausgedehnt werden.

Die Diagramme verdeutlichen das Potential, das in einer optimalen Gestaltung des Vorleitgitters liegt. Es ist besonders groß auf den abfallenden Ästen der Kennlinien für starke Mitdrallstellungen. Zur Pumpgrenze hin ist das Verbesserungspotential wesentlich geringer, doch auch hier kann mit einer strömungsgünstigen Gestaltung des Vorleitgitters eine Anhebung des Wirkungsgradniveaus erreicht werden.

### 7.3 Aufteilung der Verluste auf die Stufenelemente

Mit Hilfe der in Kapitel 5.5.2 beschriebenen Methode lassen sich die Zustände am Laufrad- und Diffusoraustritt bei bekanntem Drall in der Laufradzuströmung bestimmen. Es kann dann durch einen Vergleich zwischen Meß- und Rechenergebnissen eine Bestimmung der Modellkoeffizienten vorgenommen werden. Eine Liste der verwendeten Koeffizienten ist in Tabelle A4 aufgeführt.

Wie bereits erwähnt, wird das Phänomen der Rückströmung in der Nähe der Pumpgrenze im Rechenmodell nicht berücksichtigt. Um den erhöhten Verlusten bei Teillastbetrieb dennoch Rechnung zu tragen, wurde der Beiwert zur Ermittlung der Eintrittsstoßverluste ( $\xi_{St,E}$ ) größer als 1 gesetzt. Der Minderleistungsfaktor wurde als lineare Funktion von der Lieferzahl angenommen:

$$\mu = (\bar{\mu} - \mu_0) \cdot \frac{\varphi}{\bar{\varphi}} + \mu_0. \quad \text{Gl. (219)}$$

Über die Breite des Wake-Gebietes als Funktion des Betriebspunktes liegen für den untersuchten Verdichter keine Meßergebnisse vor. Sicher wird aber die Wake-Breite mit zunehmender Drosselung des Verdichters ansteigen. Es wird daher für die Breite an der Deckscheibe bei verzögerter Relativströmung eine lineare Abhängigkeit vom Geschwindigkeitsverhältnisses  $V = w_2/w_1$  angenommen:

$$\varepsilon_D = \varepsilon_{D, \max} \cdot \left(1 - \frac{V}{V_0}\right). \quad \text{Gl. (220)}$$

Für die Wakebreite an der Nabe wird ebenfalls eine Annahme getroffen:

$$\varepsilon_N = \varepsilon_D - 1.5 \cdot \frac{b_2}{t_2^0}. \quad \text{Gl. (221)}$$

Mit Hilfe des Rechenmodells lassen sich nun die Zustände an den Kontrollraumgrenzen berechnen. Einen Vergleich des gemessenen Drehzahlkennfelds ohne Vorleitrad mit berechneten Werten zeigt Bild B24 oben. Es zeigt sich, daß die globale Zustandsänderung mit den Modellkoeffizienten nach Tabelle A4 gut wiedergegeben wird. Nur der berechnete Abfall zur Pumpgrenze hin korrespondiert nicht mit den gemessenen Werten. Auch der Verlauf der gemessenen Wirkungsgrade deckt sich in weiten Bereichen gut mit den Rechenergebnissen, auch wenn einzelne Meßpunkte recht deutliche Abweichungen zeigen.

Bild B25 zeigt beispielhaft den Vergleich des gerechneten und des gemessenen Drallkennfelds für den Verdichter mit der Vorleitgittervariante V1. Sowohl die Lage der Kennlinien für die verschiedenen Anstellwinkel des Vorleitgitters, als auch die Wirkungsgradverläufe zeigen eine gute Übereinstimmung. Wieder ergeben sich aus den genannten Gründen Ungenauigkeiten bei der Abbildung der Vorgänge an der Pumpgrenze. Ähnlich gute Ergebnisse zeigen sich für die nicht dargestellten Varianten V2 und V3. Aus den Vergleichen kann geschlossen werden, daß das Rechenmodell die Verhältnisse in der Stufe in guter Näherung beschreiben kann, wobei allerdings in bestimmten Kennfeldbereichen Abweichungen auftreten. Besonders betroffen von diesen Abweichungen ist der Bereich in der Nähe der Pumpgrenze, wo starke Ablöseerscheinungen einsetzen und instabile Strömungsvorgänge zunehmend an Bedeutung gewinnen.

Zur Analyse der Vorgänge in den einzelnen Stufenelementen:

- Vorleitgitter ( $0 \Rightarrow 1$ )
- Laufrad ( $1 \Rightarrow 2$ )
- schaufelloser Diffusor ( $2 \Rightarrow 3$ )
- Sammelspirale und Austrittsdiffusor ( $3$  bzw.  $5 \Rightarrow 7$ )

eignet sich zum Beispiel die Darstellung in Form von  $h,s$ -Diagrammen. In Bild 56 sind einige Beispiele von berechneten  $h,s$ -Diagrammen der Variante V1 zusammengestellt. Hier sind bereits einige charakteristische Eigenschaften der Zustandsänderungen in den verschiedenen Kennfeldbereichen erkennbar. Es lassen sich auf diese Weise anschaulich die Gebiete mit hohen Verlusten – also starker Entropieerhöhung – bestimmen.

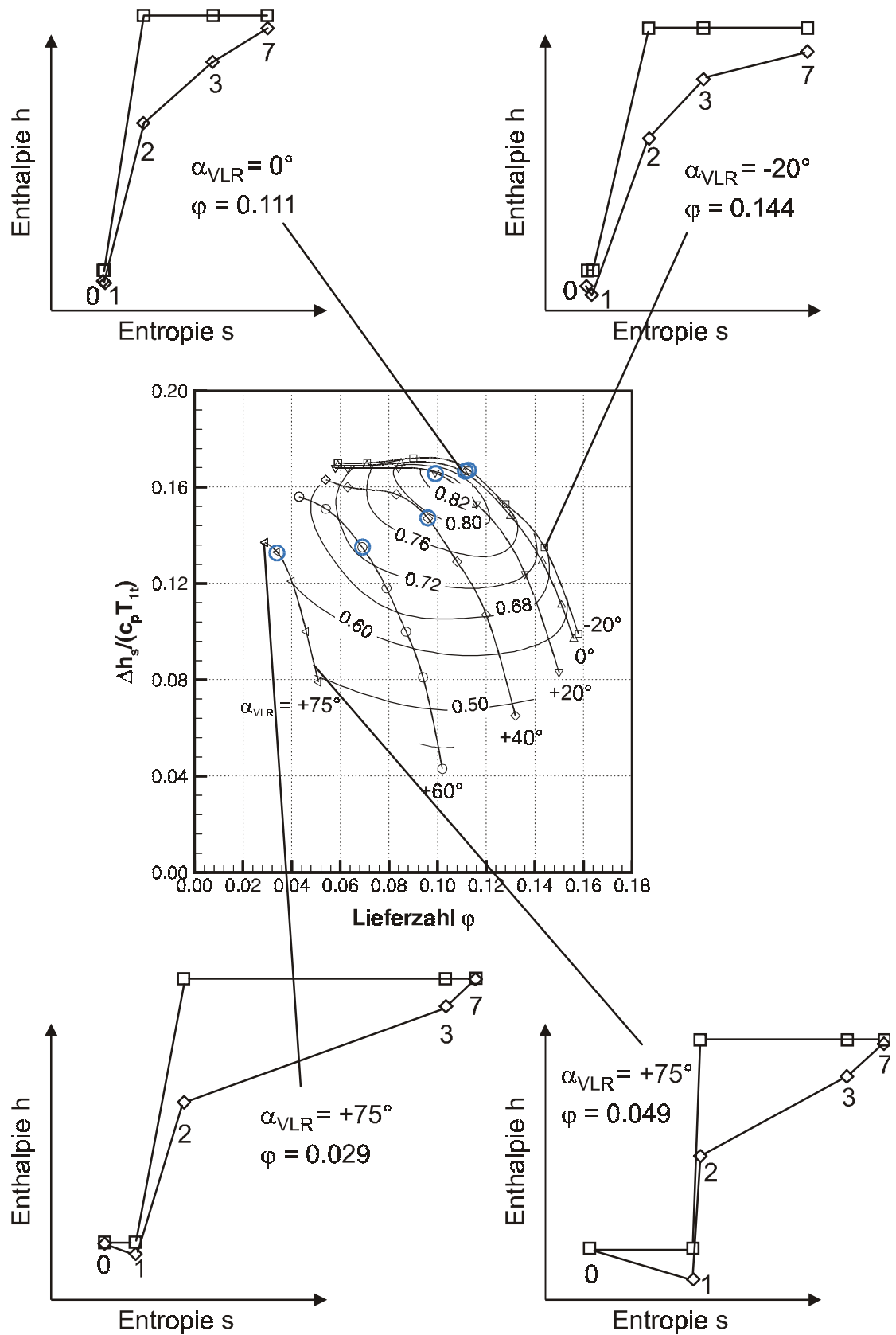


Bild 56: Beispiele von berechneten  $h,s$ -Diagrammen an verschiedenen Kennfeldpunkten für Verdichtervariante V1 (Rauten: statische Zustände, Quadrate: Totalzustände)

So sind im Bereich der Pumpgrenze bei  $\alpha_{\text{VLR}} = +75^\circ$  vor allem die extremen Diffusorverluste für den Wirkungsgradabfall verantwortlich, während bei gleichem Anstellwinkel bei großem Durchsatz zusätzlich die Vorleitgitterverluste stark ansteigen. Die Spiralverluste sind besonders groß bei der Gegendrallstellung von  $\alpha_{\text{VLR}} = -20^\circ$ .

Einen besseren Überblick über das Gesamtverhalten des Verdichters erlangt man mit Hilfe von Bild 57. Dort sind die für das jeweilige Bauteil berechneten Entropieerhöhungen mit dem Anstellwinkel des Vorleitgitters als Parameter dargestellt. Die Entropieerhöhung ist nach Gl. (84) direkt mit den Strömungsverlusten gekoppelt. Die Werte für die Entropieerhöhung sind jeweils auf die gesamte Entropieerhöhung in der Stufe bezogen, so daß die Summe der Werte aus den vier Diagrammen bei gleichem

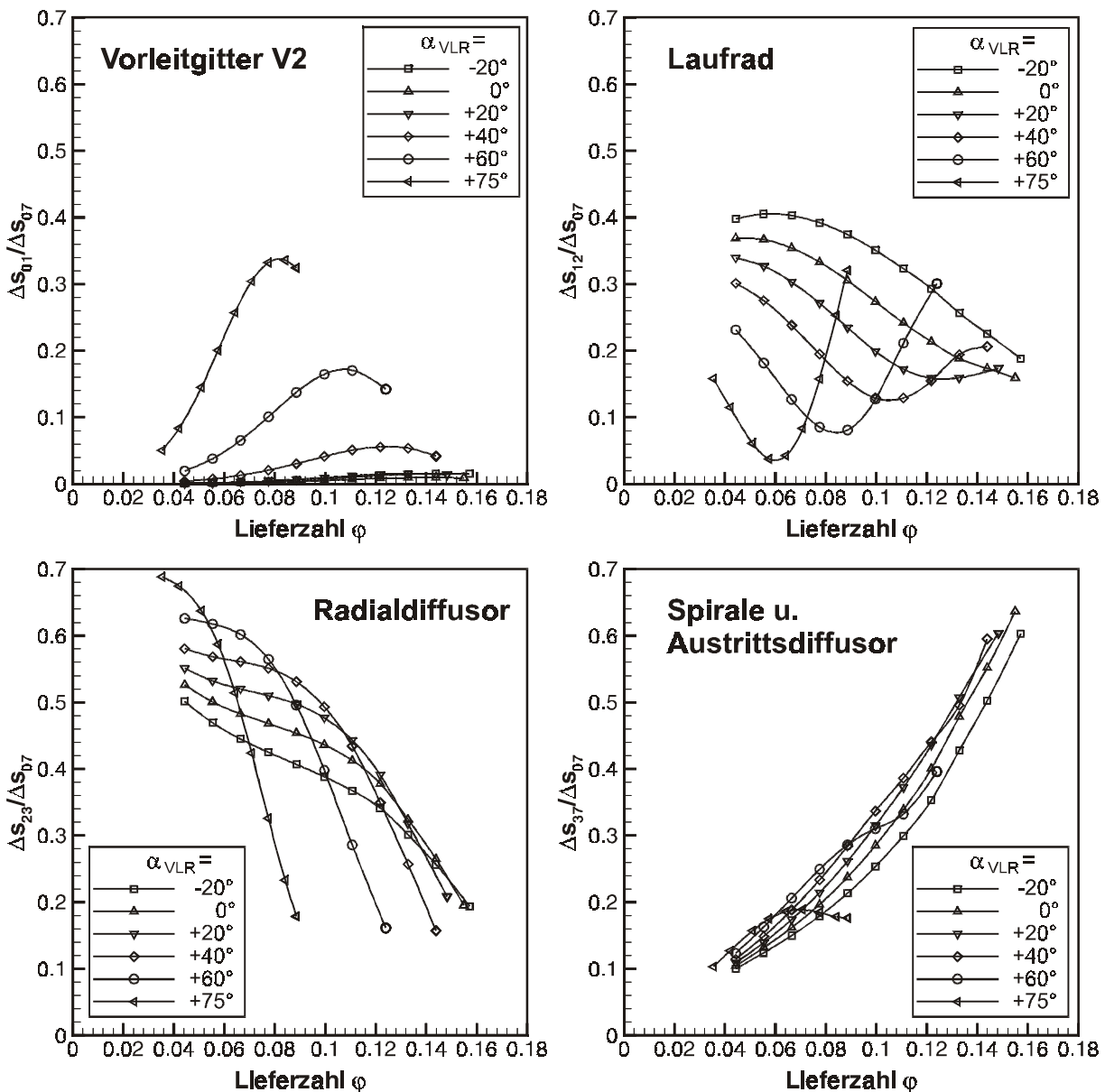


Bild 57: Anteil der Entropieerhöhung in Vorleitgitter, Laufrad, Radialdiffusor und Spirale (einschließlich Austrittsdiffusor) an der gesamten Entropieerhöhung am Beispiel der Variante V2



Anstellwinkel des Vorleitgitters stets den Wert eins ergibt. Es ist beispielhaft die Nachrechnung der Stufe mit der Vorleitgittervariante V2 dargestellt. Die Ergebnisse für die anderen beiden Varianten unterscheiden sich lediglich im Niveau der Entropieerhöhungen im Bereich des Vorleitgitters. Der prinzipielle Verlauf vor allem auch in den nachfolgenden Stufenelementen bleibt unverändert.

Bei kleinen Anstellwinkeln im Bereich von  $-20^\circ < \alpha_{\text{VLR}} < +20^\circ$  ist der Anteil der Entropiezunahme im Vorleitgitter sehr gering (bis ca. 2%), er nimmt aber für große Anstellwinkel erheblich zu. Da die Strömungsverluste proportional zum Quadrat der Strömungsgeschwindigkeit sind, fallen die Kurven zu kleinen Durchsätzen hin stark ab. Im Diagramm oben rechts in Bild 57 ist die anteilige Entropieerhöhung im Laufrad dargestellt. Mit zunehmenden Mitdrallstellungen verschiebt sich der Arbeitsbereich des Laufrades zu kleineren Durchsätzen. Dabei wird dieser immer kleiner, da ein festes Intervall des Inzidenzwinkels am Laufradeintritt bei zunehmenden Mitdrallstellungen einem kleineren Durchsatzbereich entspricht. Der Anteil der Laufradverluste an den Gesamtverlusten wird mit zunehmendem Mitdrall ebenfalls kleiner. Die Gründe hierfür sind die geringer werdenden relativen Machzahlen am Laufradeintritt und die kontinuierlich ansteigenden Verluste im Radialdiffusor. Ihr Anteil steigt von maximal 50% bei  $\alpha_{\text{VLR}} = -20^\circ$  bis auf ca. 70% bei  $\alpha_{\text{VLR}} = +75^\circ$ . Die erwünschte Anhebung des Wirkungsgrades bei starken Mitdrallstellungen kann daher im Bereich der Pumpgrenze in erster Linie durch eine Optimierung des Diffusors erfolgen, während eine Optimierung des Vorleitgitters vor allem zu verringerten Verlusten bei größeren Durchsätzen beiträgt. Der Anteil der Entropieerhöhung in Spirale und Austrittsdiffusor steigt mit zunehmendem Durchsatz kontinuierlich bis auf ca. 60% an. Bei großen Mitdrallstellungen nimmt dieser Anteil dann ab, da sich mit kleiner werdender Lieferzahl die Meridiangeschwindigkeit am Austritt des Radialdiffusors und damit die Intensität des Spiralwirbels verringert. Auch das Niveau der Durchströmgeschwindigkeit wird reduziert, so daß die Strömungsverluste in der Spirale tendenziell absinken.

Es ist auffällig, daß der Bereich minimaler Laufradverluste bei drallfreier Zuströmung ( $\alpha_{\text{VLR}} = 0^\circ$ ) bei sehr hohen Lieferzahlen etwas außerhalb des dargestellten Bereiches liegt. Hier haben die Spiralverluste bereits einen beträchtlichen Anteil an den Gesamtverlusten erreicht. Offensichtlich ist die Anpassung von Laufrad und Spirale für die untersuchte Stufe bei der hier zugrunde liegenden Umfangsmachzahl nicht optimal. Dies ist auch der Grund dafür, daß der Stufenbestpunkt etwa bei einem Anstellwinkel von  $\alpha_{\text{VLR}} = +20^\circ$  liegt (vergl. Bild 25). Hier ist die Summe der Verluste minimal.



## 8. Zusammenfassung

Das verstellbare Vorleitgitter ist ein in der industriellen Praxis sehr häufig angewendetes Hilfsmittel zur Kennfeldregelung eines Radialverdichters. Dabei müssen Betriebspunkte im Mitdrallbereich heute nicht nur fahrbar sein, also einen gewissen Restabstand von der Pumpgrenze aufweisen, sondern es werden darüber hinaus in zunehmendem Maße besondere Anforderungen hinsichtlich des zu erreichenden Wirkungsgrades gestellt. Bei der Auslegung von Radialverdichtern wird die Geometrie des einzusetzenden Vorleitgitters häufig basierend auf einem vorhandenen Baukastensystem ausgewählt. Dabei ist der genaue Einfluß der Vorleitgittergeometrie auf Strömung und Kennfeldentstehung nur unzureichend bekannt.

In der vorliegenden Arbeit wurde daher der Einfluß der Geometrie des Vorleitgitters auf die Kennfeldcharakteristik eines Radialverdichters mit halboffenem Laufrad, unbeschaukeltem Diffusor und Sammelspirale untersucht. Es wurden drei verschiedene Vorleitgittervarianten experimentell untersucht. Profilierung und Schaufelzahl war für alle drei Varianten identisch. Als Basiskonfiguration diente ein Vorleitgitter mit zylindrischer Strömungsführung zwischen Leitgitter und Laufradeintritt (V1). Bei der zweiten Geometrievariante wurde eine starke Verringerung des Strömungsquerschnitts zwischen Leitgitter und Laufradentritt mit dem Ziel einer erheblichen Beschleunigung der Meridianströmung vorgesehen (V2). Die Prüfstandvariante V3 ging aus der Variante V2 durch einen zusätzlich eingebauten Nabenkörper hervor, der durch drei Einlaufstreben gehalten wurde.

Ein Vergleich der gemessenen Drallkennfelder verdeutlicht den erheblichen Einfluß der Vorleitgittergeometrie auf die Lage der Verdichterkennlinien und den resultierenden Stufenwirkungsgrad speziell im Mitdrallbereich. Bei gleichem Anstellwinkel des Vorleitgitters sind die Drallkennlinien für die Variante V2 gegenüber der Variante V1 zu erheblich größeren Durchsätzen hin verschoben, was auf eine geringere Umlenkung des Gitters V2 schließen läßt. Die Unterschiede in den gemessenen Stufenwirkungsgraden sind dabei nur gering. Durch den Einbau des Nabenkörpers in Variante V3 wird die Lage der Kennlinien bei Mitdrallstellung wieder zu kleineren Durchsätzen verschoben bei gleichzeitiger Steigerung des Stufenwirkungsgrades.

Eine überschlägige Berechnung der Drallströmung hinter dem Leitgitter zeigte den wichtigen Einfluß der Größenverhältnisse des Strömungskanals auf. Als wesentliche Parameter wurden neben dem Nabenverhältnis des Laufrades das Nabenverhältnis des Vorleitgitters sowie das Verhältnis der Außenradien des Vorleitgitters und des Laufradeintritts identifiziert. Die Ergebnisse der überschlägigen Berechnung bestätigen sich in den detaillierten für ausgewählte Betriebspunkte in der Nähe des jeweils besten Stufenwirkungsgrades durchgeführten Strömungsmessungen. Danach ist die Umlenkung der Gittervariante V2 wesentlich geringer als diejenige für die Varianten

V1 und V3. Die Beschleunigung der Meridianströmung bei der Variante V2 führt zwar zu verringerten Verlusten im Bereich des Vorleitgitters, der nahezu unveränderte Stufenwirkungsgrad deutet aber darauf hin, daß die erzielten Vorteile durch eine verschlechterte Laufradzuströmung zum Teil wieder aufgezehrt wurden. Eine Optimierung des Kennfelds im Mitdrallbereich muß daher neben dem Einfluß der Vorleitgittergeometrie auf Umlenkung und Verluste auch die geänderte Laufradzuströmung berücksichtigen. Dies gilt insbesondere dann, wenn hohe relative Machzahlen am Laufradeintritt zu erwarten sind.

Die Vorleitgittervarianten ohne Nabenkörper (V1 und V2) zeigten hinter dem Leitgitter bei großen Mitdrallstellungen die Tendenz zur Rückströmung im inneren Kanalbereich. Bei der Variante V3 konnten die Strömungsverhältnisse durch den Nabenkörper wesentlich verbessert werden, was sich auch in den wesentlich geringeren Verlusten niederschlägt.

Die Drallströmung aller drei Varianten weist den Charakter eines Rankine-Wirbels auf. Dieser Wirbel ist bereits in kurzer Entfernung hinter dem Vorleitgitter zu erkennen. Seine Entwicklung ist hier aber noch nicht abgeschlossen. Vielmehr wandelt er sich unter dem Einfluß der Viskosität bis zum Laufradeintritt um, wobei sich die Strömungsverteilungen durch Mischprozesse vergleichmäßigen und die Wirbelverteilung mehr einem Lamb-Oseen-Wirbel mit kontinuierlichem Übergang vom inneren Wirbelkern zum äußeren Potentialwirbel entspricht.

Zur Beschreibung der Strömung und des globalen Verdichterverhaltens bei Vorleitgitterverstellung wurde ein Nachrechenmodell vorgestellt, daß die Zustandsänderungen für geeignet gewählte Teilsysteme auf der Basis von repräsentativen Mittelwerten beschreibt (Stromfadentheorie). Für den Kontrollraum zwischen Vorleitgitter und Laufrad wurde in Anlehnung an die experimentellen Untersuchungen die Drallverteilung eines Rankine-Wirbels zugrundegelegt. Der für die Strömungsverteilung wichtige Knickpunkt in der  $c_u$ -Verteilung wurde dabei an die Strömungsverluste gekoppelt. Der Vergleich von gemessenen und gerechneten Strömungsverteilungen zeigte im allgemeinen eine sehr gute Übereinstimmung.

Die Nachrechenmethode wurde auch auf die übrigen Teilsysteme Laufrad, schaufelloser Diffusor und Spirale mit Austrittsdiffusor ausgedehnt, um den Einfluß der Vorleitgitterverstellung auf die gesamte Stufe abschätzen zu können. Danach nehmen erwartungsgemäß die Verluste im Vorleitgitter bei zunehmenden Mitdrallstellungen zu. Der Einfluß der Drosselverluste im Vorleitgitter wächst insbesondere bei großen Durchsätzen auf den Kennlinien für starken Mitdrall erheblich an. Bei kleinen Durchsätzen werden die Verluste im schaufellosen Diffusor aufgrund der längeren Wege der Fluidteilchen dominant. Diese Tendenz verstärkt sich mit zunehmenden Mitdrallstellungen. Der Abfall des Stufenwirkungsgrades bei kleinen Anstellwinkeln des Vor-

leitgitters und bei großen Durchsätzen wird bei der untersuchten Stufe im wesentlichen durch die ansteigenden Verluste in der Spirale und im Austrittsdiffusor verursacht. Bei großen Mitdrallstellungen hingegen verringern sich die relativen Spiralverluste dann aufgrund des geringeren Geschwindigkeitsniveaus und die Bedeutung der Drosselverluste im Vorleitgitter nimmt zu.



## 9. Literaturverzeichnis

- [1] STEPANOFF, A.J.: "Inlet guide vane performance of radial blowers", Journal of Engineering for Power", Transactions of the ASME, Series A, Vol. 83, pp. 371-380, 1961.
- [2] ANDERSON, J.R. und SHOUMAN, A.R.: "The use of compressor-inlet prewhirl for the control of small gas turbines", ASME Paper Nr. 76-GT-98, New Orleans, März, 1976.
- [3] SAALFELD, K.: "Die Vordrallregelung von schnellläufigen Kreiselpumpen", BWK, Bd. 11, 1959.
- [4] RADKE, M., EBINGER, G. und H. SIEKMANN: "Wirkungsgradoptimierung vordrallge-  
regelter Propellerpumpen mit verschiedenen Vorleiträdern variabler Geometrie",  
Pumpentagung Karlsruhe, Paper Nr. A5-09, 1992.
- [5] RADKE, M., SIEKMANN, H.E., STRICKER, H.: "Laser-optical investigation of interac-  
tion between inlet guide vanes and rotor blades in a prerotational swirl controlled  
axial flow pump", Symp of the IAHR, Sao Paulo, Brazil, 1992.
- [6] BROSS, S. und STARK, U.: "Theoretically and experimentally determined blade-  
surface pressure-distributions for two inlet cascades of different design", Hand-  
book INTERFLUID, 1st International Congress on Fluid Handling Systems, S.  
155-162, Essen, 1990.
- [7] BROSS, S., STARK, U.: "Entwicklung neuer Schaufelgitter aus Profilen variabler  
Geometrie zum Einsatz in Leiträdern drallgeregelter Turbomaschinen, Teil I und  
II", Forschung im Ingenieurwesen Bd. 60, Nr. 5, 1994.
- [8] BROSS, S., EBINGER, G., STARK, U. und SIEKMANN, H.: "Experimentelle Untersu-  
chungen einer axialen Strömungsmaschinenstufe mit Vor- und Nachleiträdern  
variabler Geometrie zur verlustarmen Drallregelung", FVV-Heft 200, For-  
schungsvereinigung Verbrennungskraftmaschinen e.V., Frankfurt, FVV-  
Abschlußbericht, 1995.
- [9] BÖHLE, M.: "Strömungstechnische Auslegung eines Vordrallreglers mit mechani-  
schen Klappen für Turbomaschinen", VDI-Berichte 1208, 1995.
- [10] BEELTE, H., OPPERMANN, C.: „Untersuchungen zum Einfluß von Drallreglern mit  
abwinkelbaren Vorleitschaufeln für das Betriebsverhalten von Radialventilato-  
ren“, VDI-Berichte Nr. 1249, 1996.
- [11] OKIISHI, T.H., JUNKHAN, G.H., SEROVY, G.K.: "Experimental performance in annu-

- lar cascade of variable trailing-edge flap, axial-flow compressor inlet guide vanes", ASME-Paper 70-GT-106, Brussels, Belgium, 1970.
- [12] BREUGELMANS, F.: "The variable geometry in supersonic compressors", ASME Paper Nr. 77-GT-35, 1977.
- [13] JAPIKSE, D.: „Centrifugal compressors design and performance“, Concepts ETI, Inc., Wilder, Vermont, USA, 1996.
- [14] RAUTENBERG, M. und MALOBABIC, M.: "On turbochargers with variable geometry", ASME Paper Nr. 85-GT-149, Houston, März 1985.
- [15] MALOBABIC, M.: "Das Betriebsverhalten Leitschaufel- und Bypassgeregelter PKW-Abgasturbolader", Diss. Universität Hannover, 1989.
- [16] BURHORN, D., MALOBABIC, M., RAUTENBERG, M.: "Performance of a small exhaust gas turbocharger with compressor inlet prewhirl", ISAIF, Beijing, China, 1990.
- [17] ISHINO, M., IWAKIRI, Y, BESSHO, A. and UCHIDA, H.: "Effects of variable inlet guide vanes on small centrifugal compressor performance", ASME Paper Nr. 99-GT-157, 1999.
- [18] WHITFIELD, A. und ABDULLAH, A.H.: „The performance of a centrifugal compressor with high inlet prewhirl“, ASME Paper Nr. 97-GT-182, 1997.
- [19] RODGERS, C.: "Variable geometry gas turbine radial compressor", ASME Paper Nr. 68-GT-63, 1968.
- [20] KYRTATOS, N. und WATSON, N.: "Application of aerodynamically induced prewhirl to a small turbocharger compressor", ASME Paper Nr. 80-GT-23, 1980.
- [21] KYRTATOS, N. und WATSON, N.: "An aerodynamic method for control and range improvement of rotary compressors", ASME Paper Nr. 80-GT-31, 1980.
- [22] RICHTER, F.A.: "Auslegung und Erprobung einer 90°-Verdichterstufe", GHH-Nachrichten aus dem Maschinenbau, Nr. 1, 1982.
- [23] SIMON, H., WALLMANN, T., MÖNK, T.: "Improvements in performance characteristics of single stage and multi-stage centrifugal compressors by simultaneous adjustments of inlet guide vanes and diffuser vanes", Trans ASME J of Turbo, 1987.
- [24] HASEMANN, H. und RAUTENBERG, M.: "Turbokompressoren – Maßnahmen zur Erweiterung des Betriebsbereiches", Pumpen, Vakuumpumpen, Kompressoren '88, Herausgeber: Fachgemeinschaft Pumpen, Fachgemeinschaft Kompresso-



- ren und Vakuumpumpen im VDMA (Frankfurt), Dr. Harnisch Verlagsgesellschaft mbH, Nürnberg, 1988.
- [25] HARADA, H.: "Study of a surge-free centrifugal compressor with automatically variable inlet and diffuser vanes", ASME Paper Nr. 96-GT-153, Birmingham, UK, 1996.
- [26] MELDAU, E.: "Drallströmung im Drehhohlraum", Dissertation, Techn. Hochschule Hannover, 1935.
- [27] STRSCHELETZKY, M.: "Gleichgewichtsformen der rotationssymmetrischen Strömungen mit konstantem Drall in geraden, zylindrischen Rotationshöhlräumen", Voith Forschung und Konstruktion, H.5, 1. Aufsatz, 1959.
- [28] SCHLÜNKES, F.: "Messungen an Luftströmungen mit konstantem Drall im geraden Kreisrohr", Voith Forschung und Konstruktion, H.5, 2. Aufsatz, 1959.
- [29] SWAIN, E.: "The design of variable inlet guide vane assemblies for low pressure ratio compressors", VDI-Berichte Nr. 1249, 1996.
- [30] SWAIN, E.: "The design of an inlet guide vane assembly for an industrial centrifugal compressor", S351/002, IMECHE, 1996.
- [31] COPPINGER, M.L. and SWAIN, E.: "Numerical analyses and development of an industrial centrifugal compressor inlet guide vane system", CFD in Fluid Machinery Design, IMechE, 1998.
- [32] COPPINGER, M. and SWAIN, E.: "Performance prediction and optimization of an industrial centrifugal compressor inlet guide vane system", IMechE Paper C557/065, 1999.
- [33] KASSENS, I., BEINECKE, D., RAUTENBERG, M.: "Abtastung der Strömung hinter einem regelbaren Vorleitrad eines Radialverdichters", VDI-Berichte Nr. 1208, 1995.
- [34] KASSENS, I.: "Energieumwandlung im Vorleitgitter eines Radialverdichters", Diss. Universität Hannover, 1997.
- [35] KASSENS, I. und M. RAUTENBERG: "Flow measurements behind the inlet guide vane of a centrifugal compressor", ASME Paper Nr. 98-GT-86, 1998.
- [36] CHEN, Y.N., HAGELSTEIN, D., KASSENS, I., HASEMANN, H., HAUPT, U. und M. RAUTENBERG: "Overshoot of the Rankine vortex formed in the flow field behind the inlet guide vane of centrifugal compressors", ASME Paper Nr. 99-GT-182, 1999.

- [37] CHEN, Y.N., HAGELSTEIN, D., KASSENS, I., HAUPT, U. und M. RAUTENBERG: "Effect of the decaying overshoot of the Rankine vortex on the axial flow field behind the inlet guide vane of centrifugal compressors", ASME Paper Nr. 2000-GT-427, 2000.
- [38] LUGT, H.J.: "Wirbelströmung in Natur und Technik", Karlsruhe, G. Braun, 1972.
- [39] BÄMMERT, K. et al.: "Untersuchung der Laufradströmung in hochbelasteten Radialverdichterrädern", Forschungsvereinigung Verbrennungskraftmaschinen e.V. (FVV): Vorhaben Nr. 83 u. 115, Abschlußbericht, Heft 155, 1974.
- [40] HAUPT, U.: „Untersuchungen des Schaufelschwingungsverhaltens hochbelasteter Radialverdichterlaufräder“, Diss. Uni Hannover, 1984.
- [41] KÄMMER, N.: „Untersuchung der Strömung durch eine Radialverdichterstufe im Bereich der Ablösegrenze“, Diss. Uni Hannover, 1984.
- [42] BATCHELOR, G.K.: "An introduction to fluid dynamics", Cambridge University Press, pp. 204-205, 1970.
- [43] MELDAHL, A.: „Die Trennung der Rad- und Diffusorverluste bei Zentrifugalgebläsen“, Brown Boveri Mitteilungen 28, Nr. 8/9, S. 203 / 206, 1941.
- [44] HAUSENBLAS, H.: „Trennung der Lauf- und Leitradverluste bei der Auswertung von Versuchen an einstufigen Radialverdichtern“, Forschung im Ingenieurwesen 31, 1965.
- [45] HAGELSTEIN, D., H. HILLEWAERT, R.A. VAN DEN BRAEMBUSSCHE und M. RAUTENBERG: "Strömungsvorgänge in spiralförmigen Sammelräumen für Radialverdichterstufen", FVV-Heft 659, Forschungsvereinigung Verbrennungskraftmaschinen e.V., Frankfurt/Main, Germany, FVV-Abschlußbericht, 1998.
- [46] RAUTENBERG, M. and N. KÄMMER: "On the thermodynamics of non-adiabatic compression and expansion process in turbomachines". ICMPE, 5th Int. Conference for Mechanical Power Engineering Cairo, Egypt, October 13-15, 1984.
- [47] HAGELSTEIN, D., HASEMANN, H., BAAR, R. and RAUTENBERG, M.: "Non-adiabatic energy process in exhaust-gas turbine using heuristic simulation method", JSME- Paper F-023, IGTC Kobe, Japan, 1999.
- [48] DEAN, R.C. und SENOO, Y.: "Rotating wakes in vaneless diffusers", Journal of Basic Engineering, pp. 563-574, 1960.
- [49] ECKARDT, D.: "Untersuchung der Strahl/Totwasser-Strömung hinter einem hochbelasteten Radialverdichterlaufrad", DLR-FB 77-32, 1977.

- [50] SEIDEL, U.: "Radialverdichter-Kennfeldregelung mittels Nachleitrad", Dissertation Universität Hannover, 1994.
- [51] SEIDEL, U. und Rautenberg, M.: „Method for predicting choke flow in vaned radial diffusers based on thermodynamic and gas dynamic criteria“, ASME Paper Nr. 94-GT-157, 1994.
- [52] BAEHR, H.-D.: „Thermodynamik“, Springer - Verlag, 7. Auflage, 1989.
- [53] WEINIG, F.: „Die Strömung um die Schaufeln von Turbomaschinen“, Verlag von Johann Ambrosius Barth, Leipzig, 1935.
- [54] TRAUPEL, W.: "Die Theorie der Strömung durch Radialmaschinen", Verlag G. Braun, Karlsruhe, 1962.
- [55] VAN DEN BRAEMBUSSCHE, R.A., AYDER, E., HAGELSTEIN, D., RAUTENBERG, M. and KEIPER, R.: "Improved model for the design and analysis of centrifugal compressor volutes", ASME Paper No. 98-GT-187, 1998.
- [56] HAGELSTEIN, D., HILLEWAERT, K. , VAN DEN BRAEMBUSSCHE, R.A., ENGEDA, A., KEIPER, R. and M. RAUTENBERG: "Experimental and numerical investigation of the flow in a centrifugal compressor volute", ASME Paper Nr. 99-GT-79, 1999.



## 10. Anhang A: Tabellen

Schaufelzahl Z	20 (10 Normalsch. / 10 Splittersch.)
Eintrittsdurchmesser $D_{1a}$	280 mm
Nabendurchmesser $D_{1N}$	90 mm
Schaufelwinkel am Eintritt $\beta_{1a} / \beta_{1N}$	67.4° / 27.6°
Austrittsdurchmesser $D_2$	400 mm
Austrittsbreite $b_2$	26 mm
Austrittswinkel $\beta_{2,\infty}$	60°

Tabelle A1: Laufraddaten

Meßebeine	axialer Abstand vom Laufradeintritt bez. auf $D_{1a}$
vor Leitgitter (VLe)	1.388
Leitgitterebene	0.924
nach Leitgitter (NLe)	0.569
vor Laufrad (VLa)	0.189

Tabelle A2: Axiale Positionen der Meßebenen für die Strömungsabstastung

	$\dot{m}_{red}$ [kg/s]		
$\alpha_{VLR}$	V1	V2	V3
-20°	5.28	5.28	5.26
0°	5.16	5.18	5.18
+20°	4.61	4.65	5.06
+40°	4.50	4.33	4.41
+60°	3.23	3.82	3.24
+75°	1.61	2.68	1.68

Tabelle A3: Betriebspunkte für Strömungsmessungen

	V1	V2	V3
$\lambda_R$	0.02		
$\lambda_{Drall,max}$	40.5	22.8	14.3
$\nu$	2.0	3.0	2.0
$l$	0.90		
$\alpha_{VLR,max}$	75°		
$\alpha_{Bez}$	90°		
$\gamma_1$	1.0		
$\varphi$	1.0		
$\xi_{St,E}$	1.3		
$\xi_R$	0.04		
$\bar{\mu}$	0.84		
$\mu_0$	0.90		
$\bar{\varphi}$	0.10		
$\phi_M$	1.0		
$\phi_W$	1.0		
$\varepsilon_{D,max}$	1.0		
$V_0$	2.0		
$c_f$	0.011		
$c_D$	0.011		
$\lambda_{56,R}$	0.035		
$K_{56,stoss}$	0.40		
$K_{67,stoss}$	0.40		
$K_{67,swirl}$	0.40		

Tabelle A4: Für die Nachrechnung verwendete Modellkoeffizienten

## 11. Anhang B: Bilder

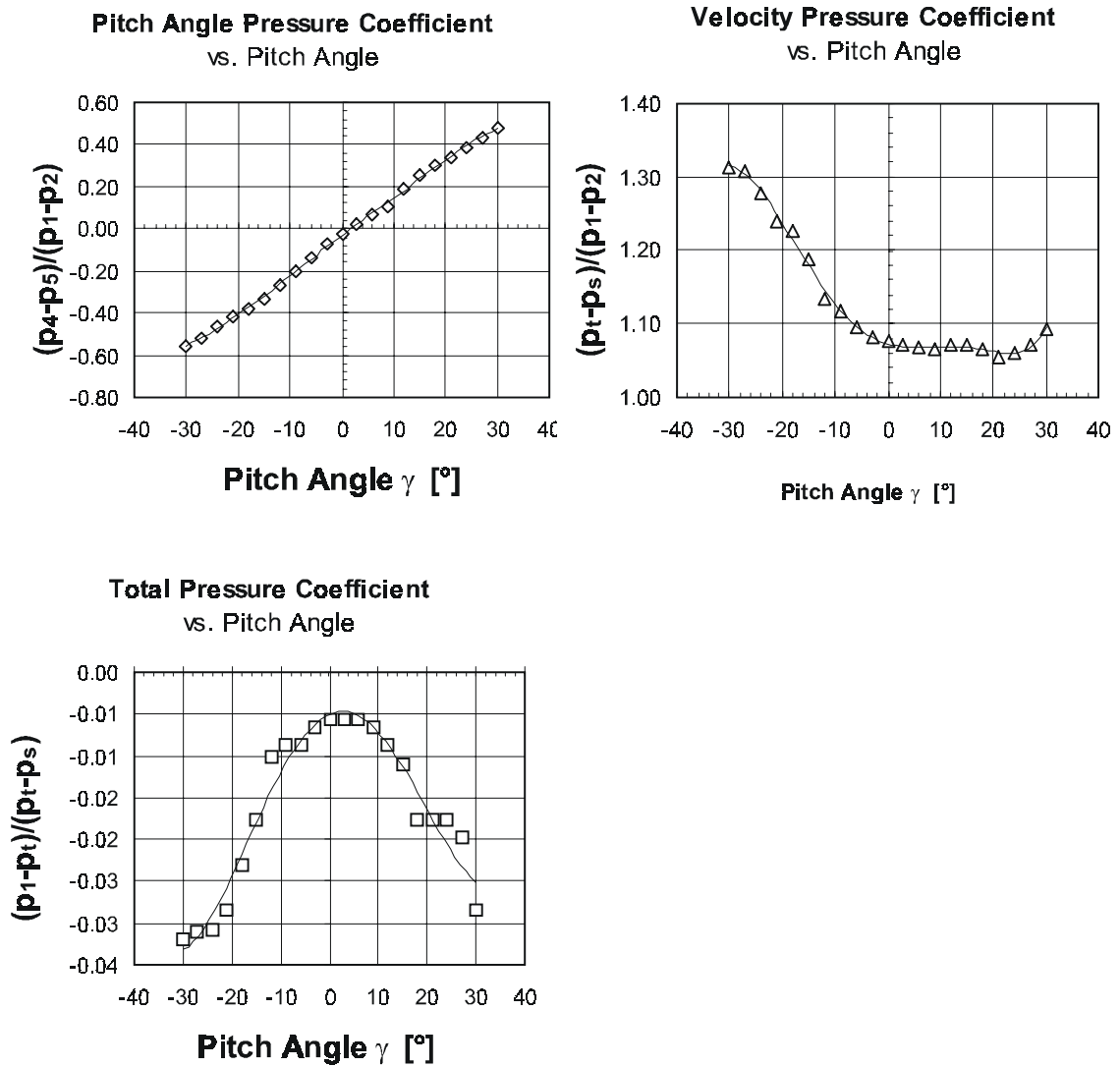
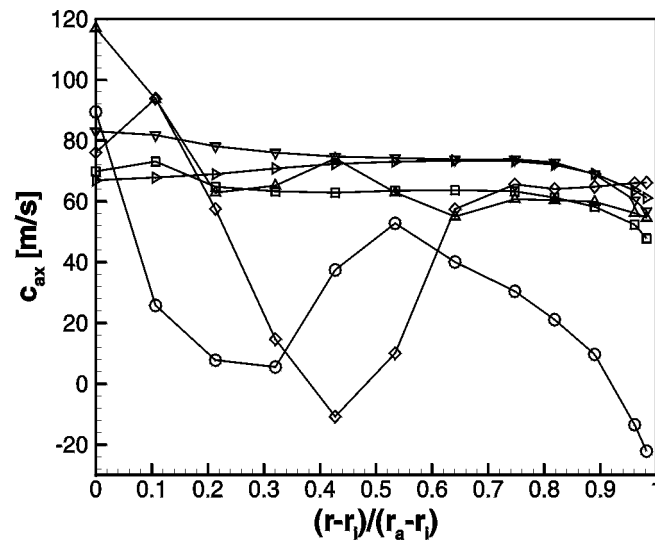


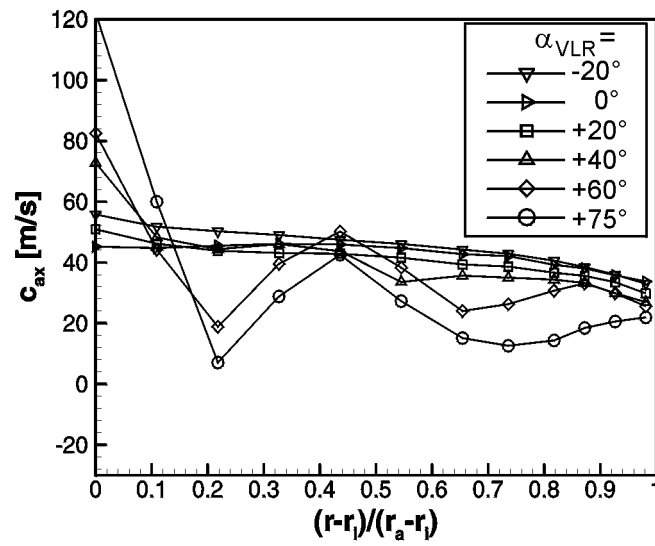
Bild B1: Kalibrierkurven am Beispiel der in Meßebene VLa eingesetzten Fünflochsonde

NLe



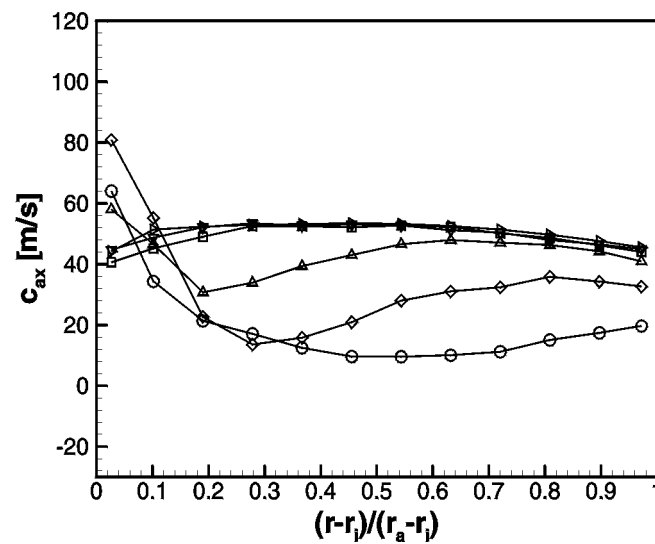
V1

NLe



V2

NLe

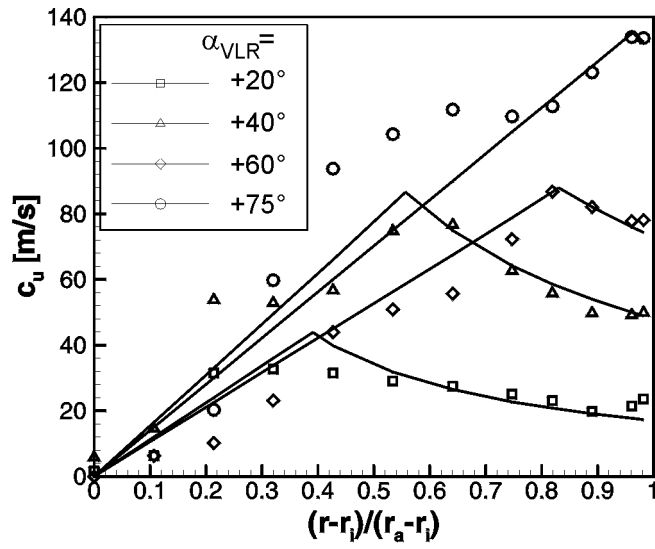


V3

Bild B2: Nach dem Vorleitgitter gemessene Verteilungen der Axialgeschwindigkeit  $c_z$

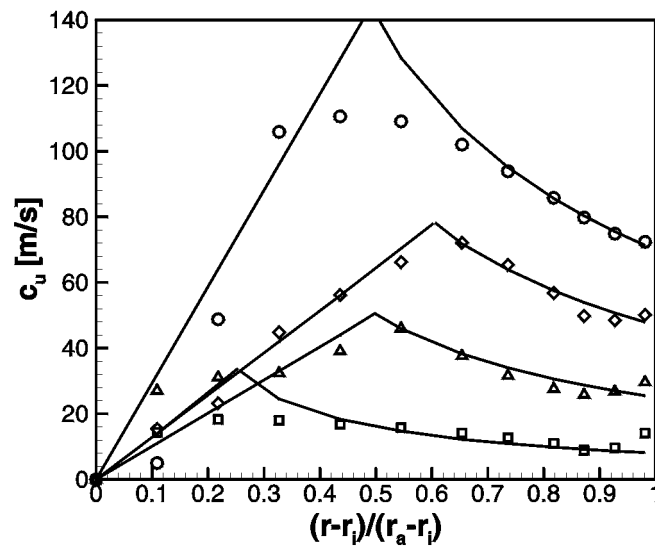


NLe



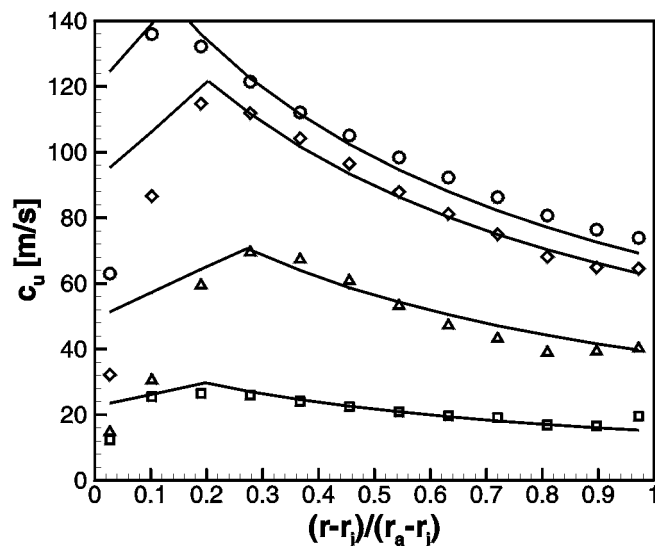
V1

NLe



V2

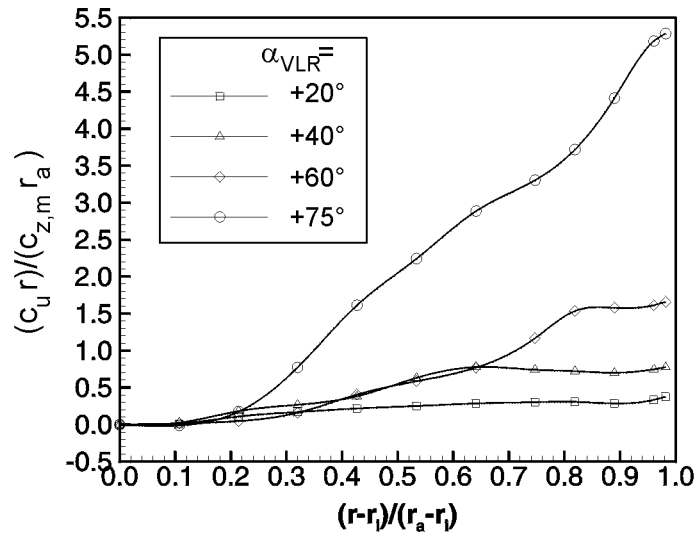
NLe



V3

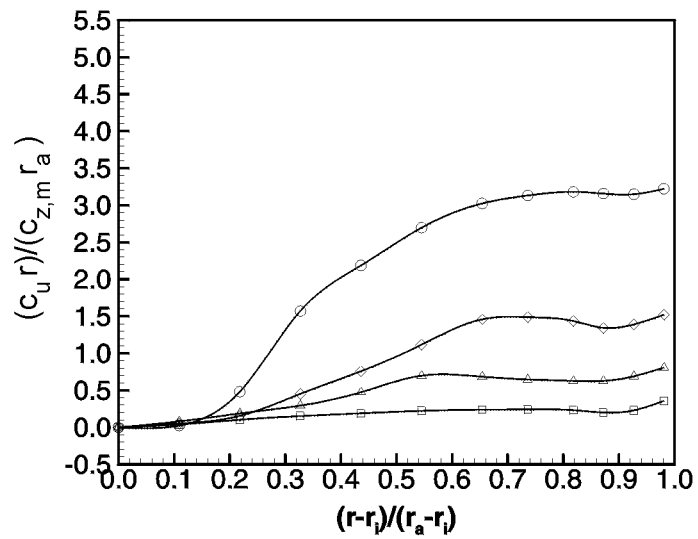
Bild B3: Nach dem Vorleitgitter gemessene Verteilungen der Umfangskomponente der Geschwindigkeit  $c_u$

NLe



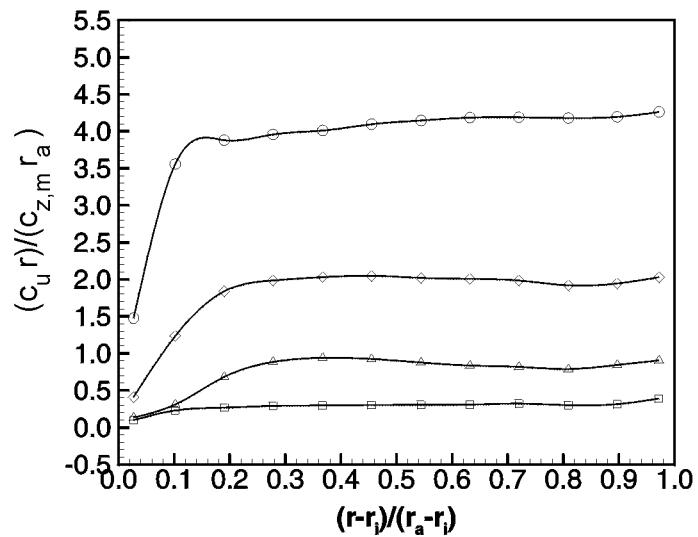
V1

NLe



V2

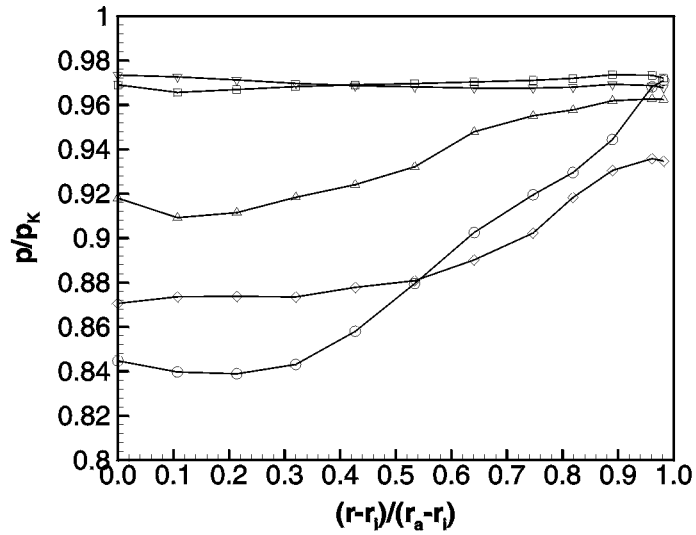
NLe



V3

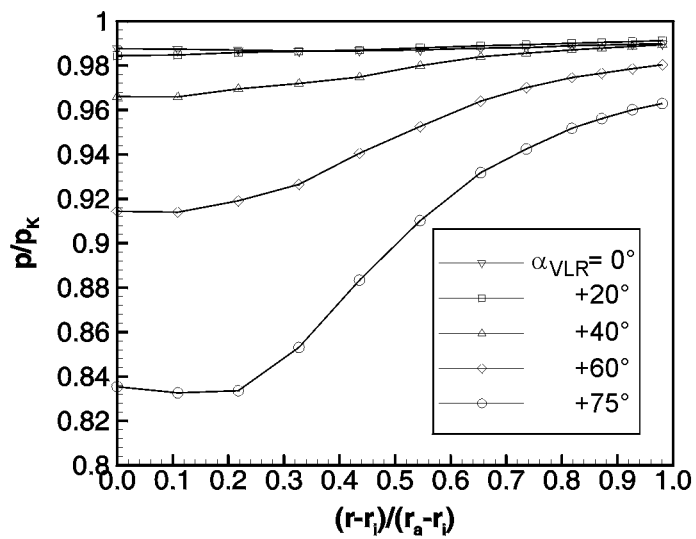
Bild B4: Nach dem Vorleitgitter gemessene Drallverteilungen

NLe



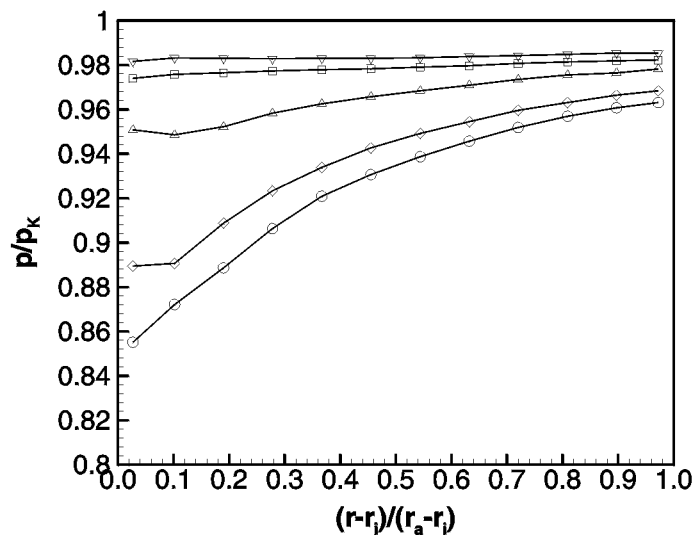
V1

NLe



V2

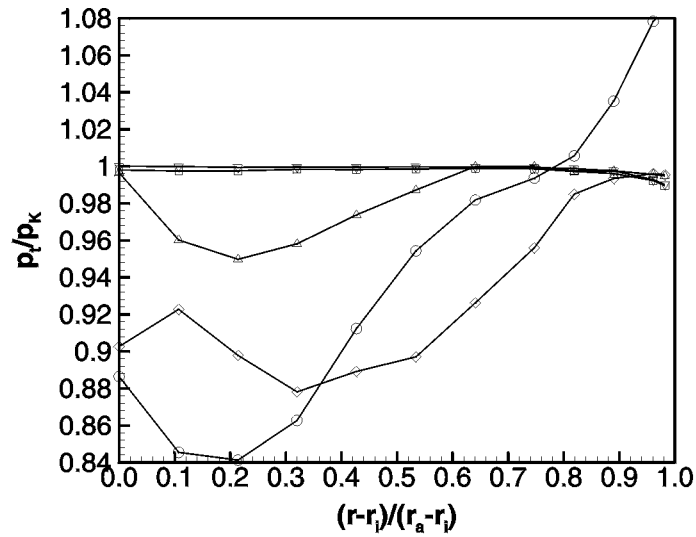
NLe



V3

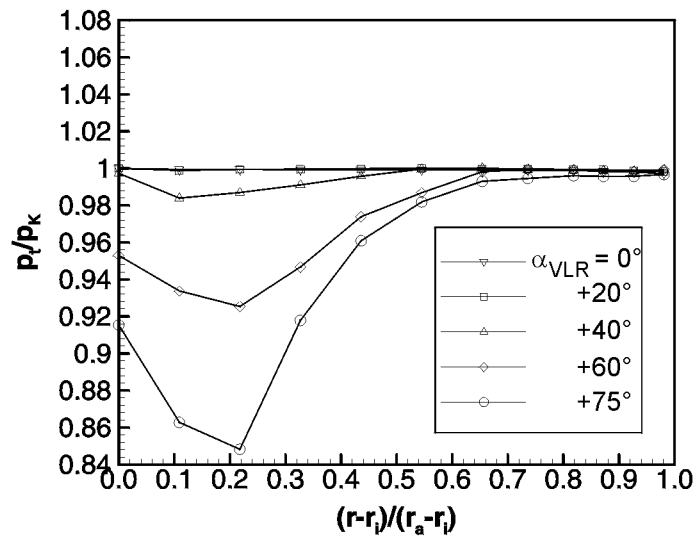
Bild B5: Nach dem Vorleitgitter gemessene statische Druckverteilungen

NLe



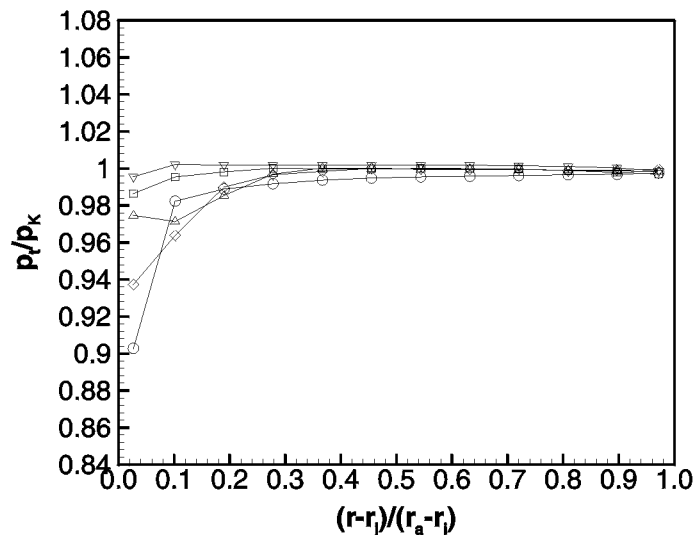
V1

NLe



V2

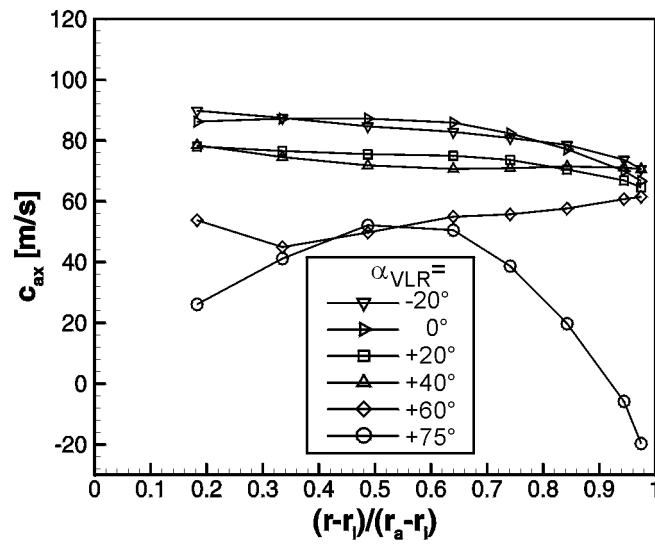
NLe



V3

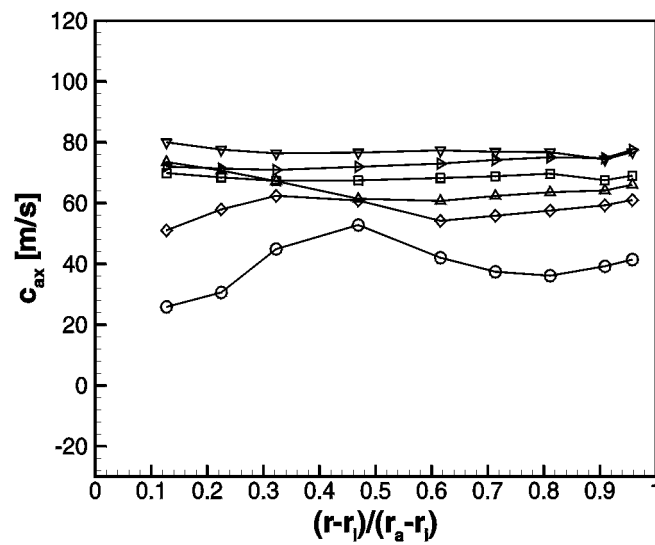
Bild B6: Nach dem Vorleitgitter gemessene totale Druckverteilungen

VL a



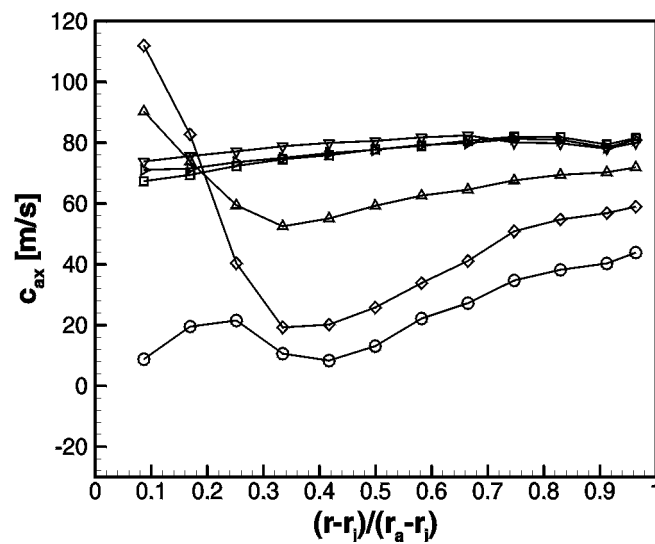
V1

VL a



V2

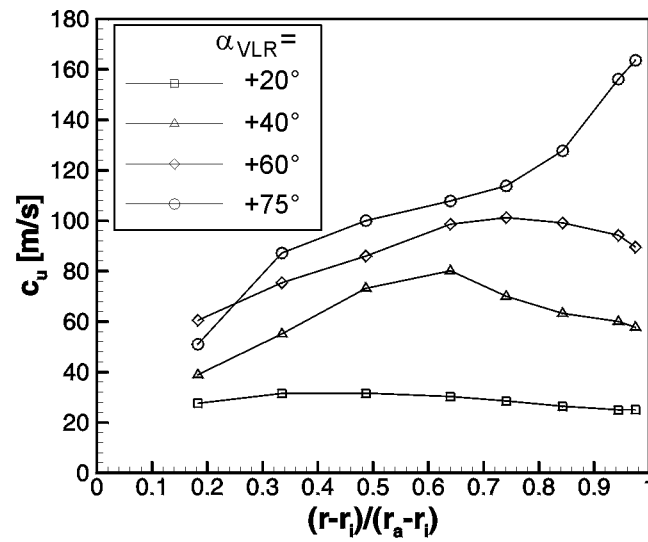
VL a



V3

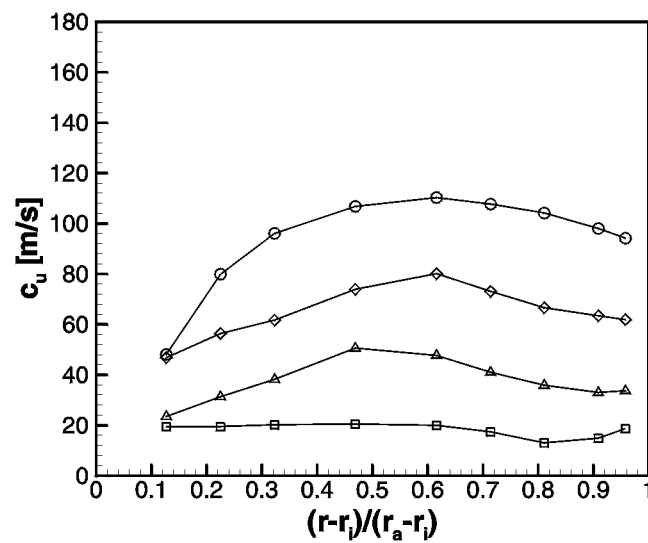
Bild B7: Vor dem Laufrad gemessene Verteilungen der Axialgeschwindigkeit  $c_z$

VL a



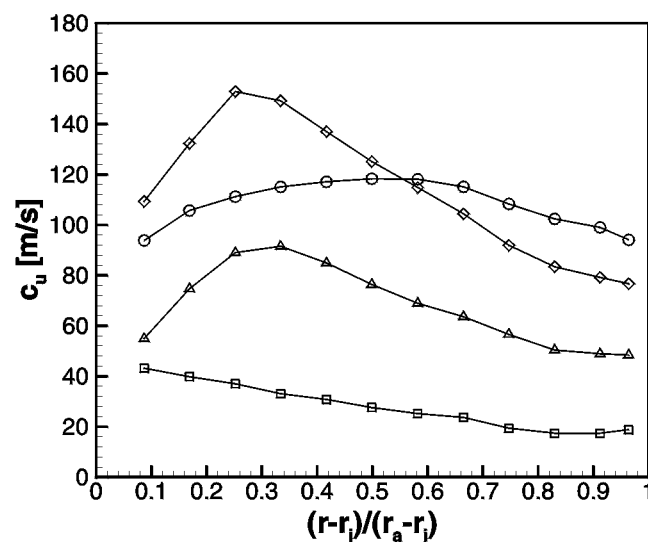
V1

VL a



V2

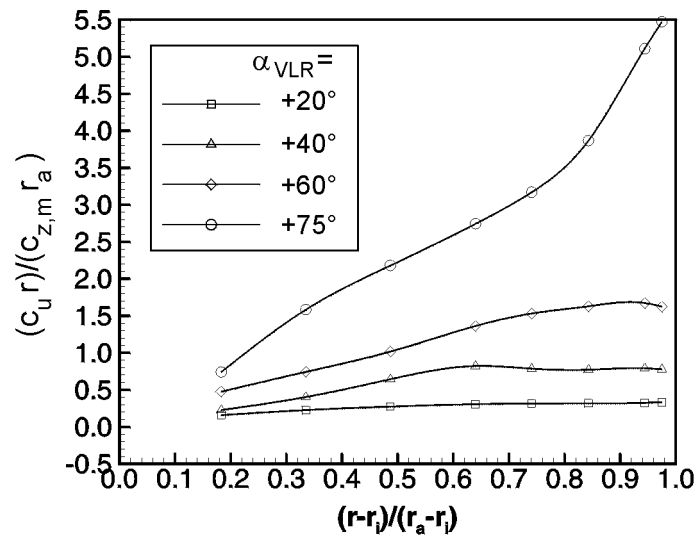
VL a



V3

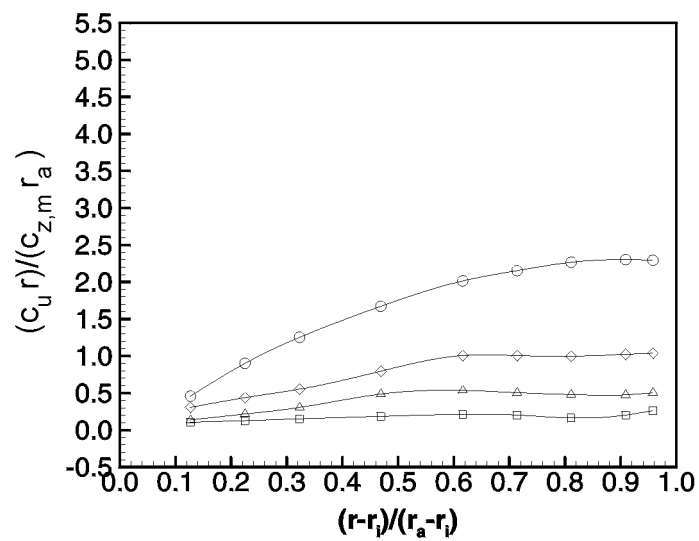
Bild B8: Vor dem Laufrad gemessene Verteilungen der Umfangskomponente der Geschwindigkeit  $c_u$

VLa



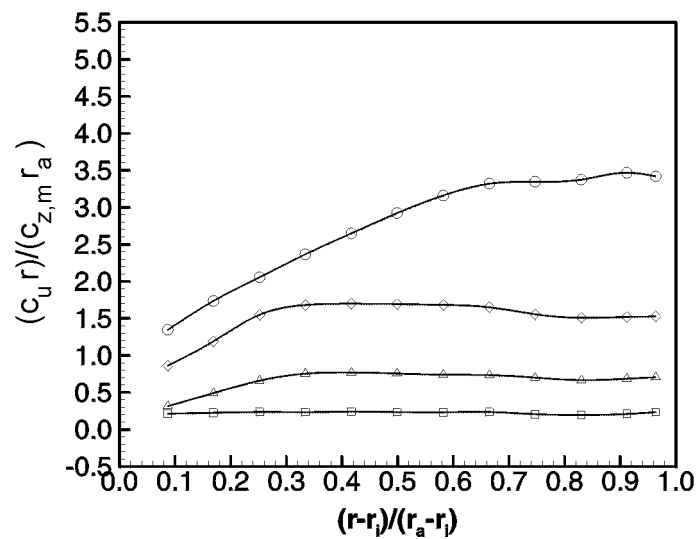
V1

VLa



V2

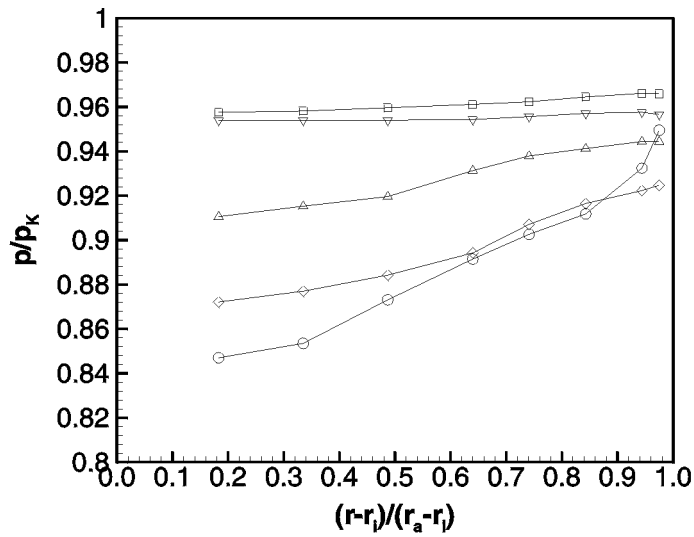
VLa



V3

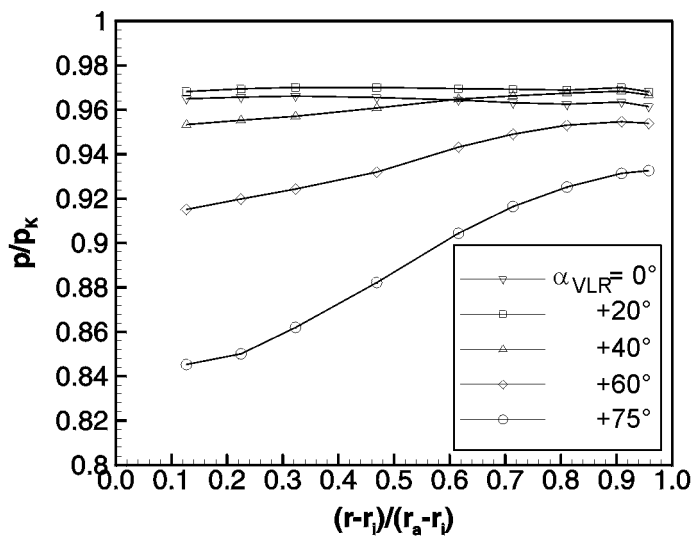
Bild B9: Vor dem Laufrad gemessene Drallverteilungen

VLa



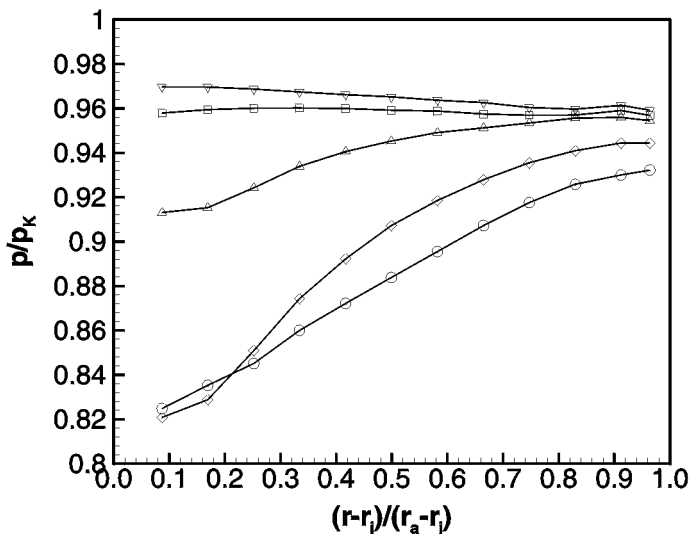
V1

VLa



V2

VLa

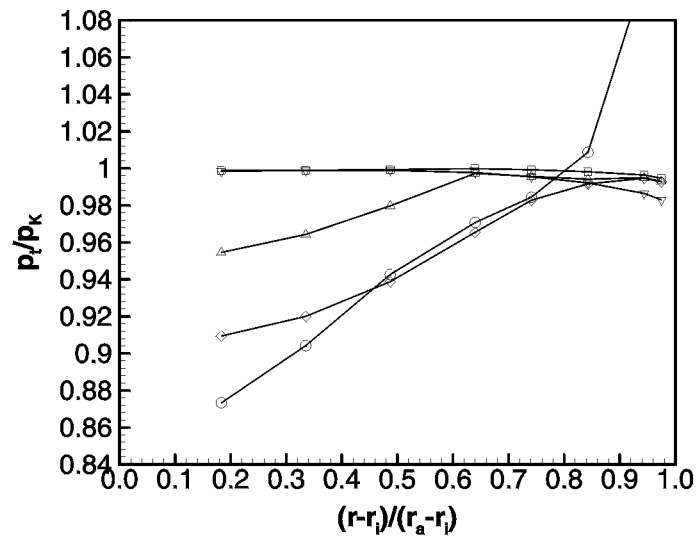


V3

Bild B10: Vor dem Laufrad gemessene statische Druckverteilungen

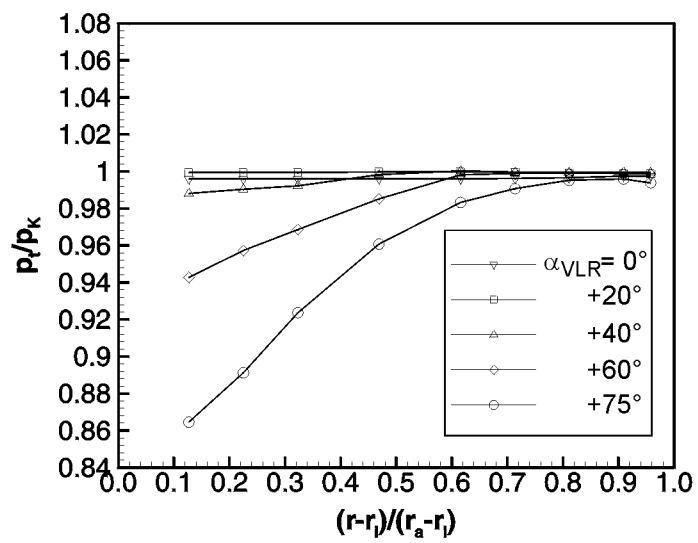


VL a



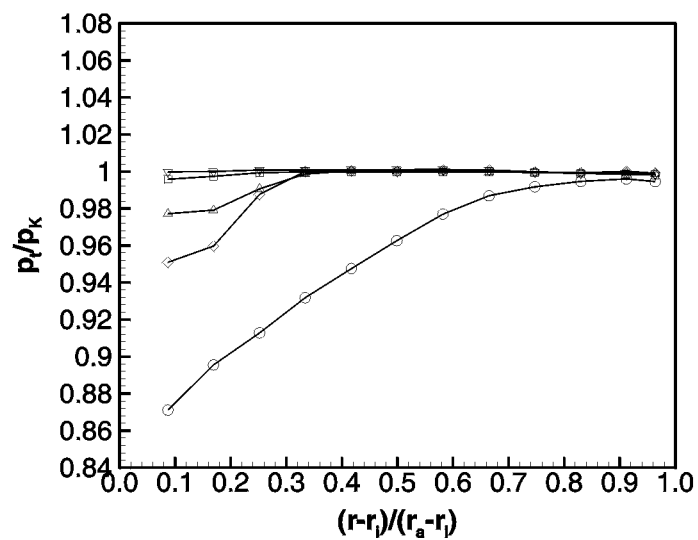
V1

VL a



V2

VL a



V3

Bild B11 Vor dem Laufrad gemessene Totaldruckverteilungen

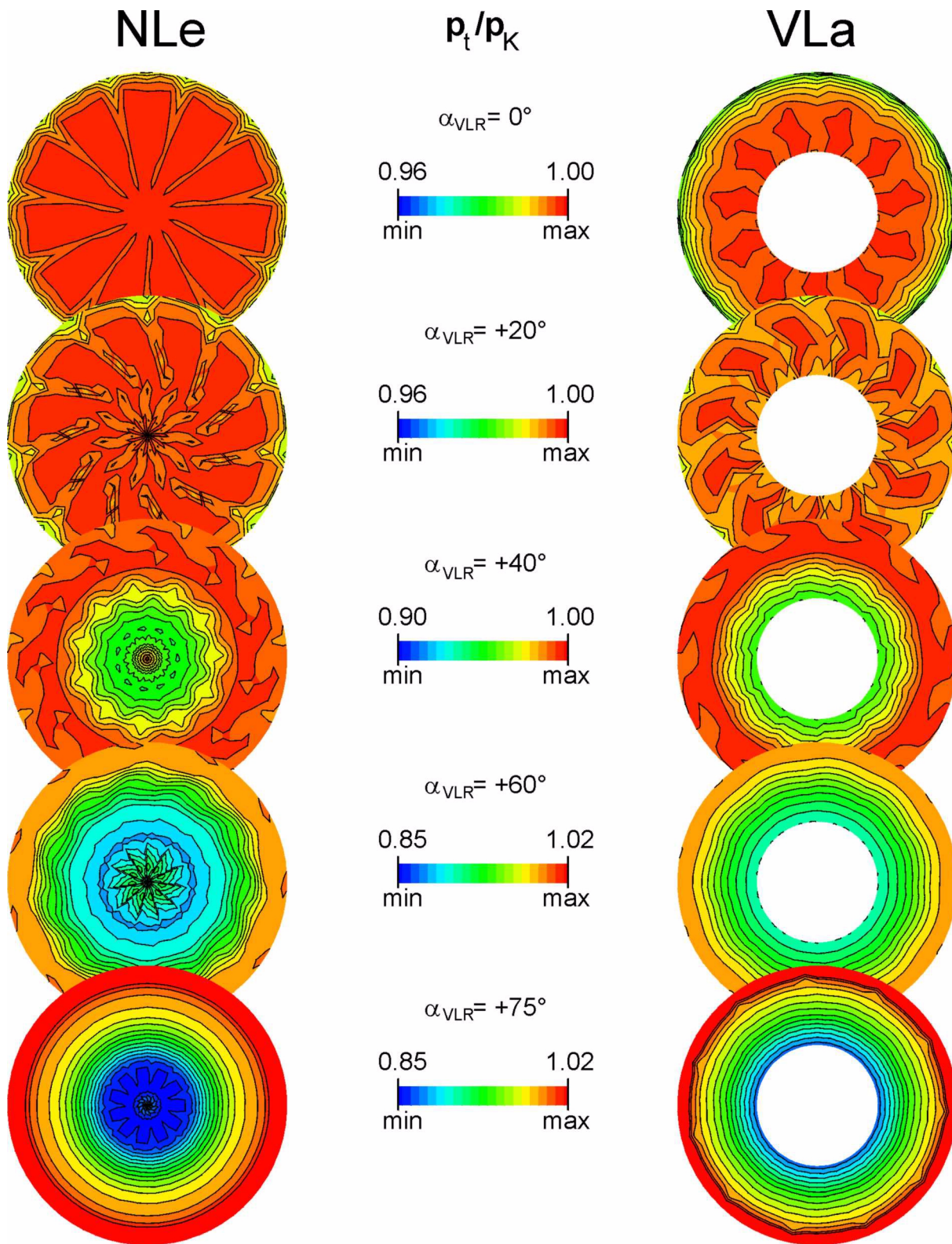


Bild B12: Totaldruckverteilung nach Leitrad (NLe) und vor Laufrad (VLa) für Vorleitgittervariante V1

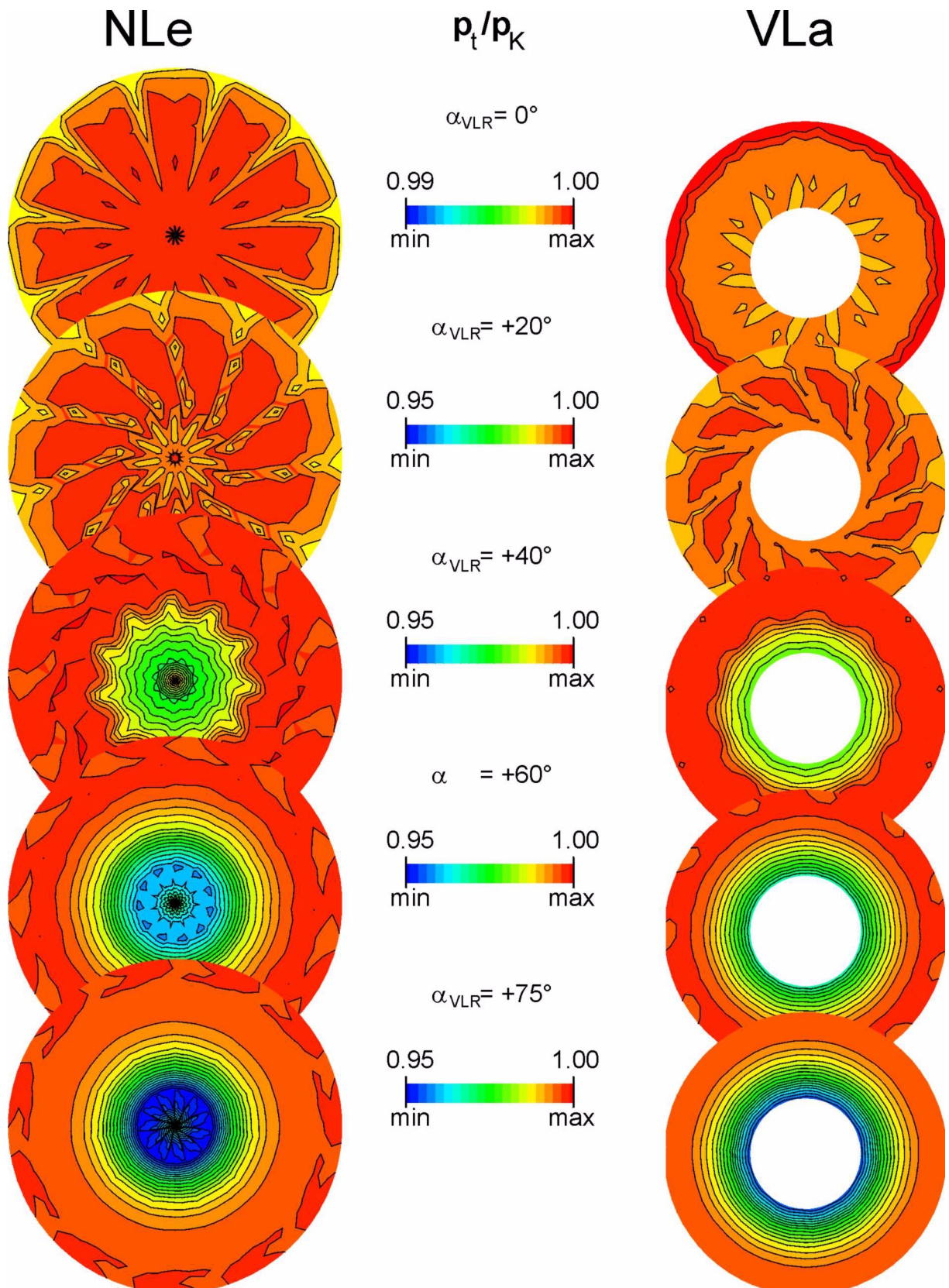


Bild B13: Totaldruckverteilung nach Leitrad (NLe) und vor Laufrad (VLa) für Vorleitgittervariante V2



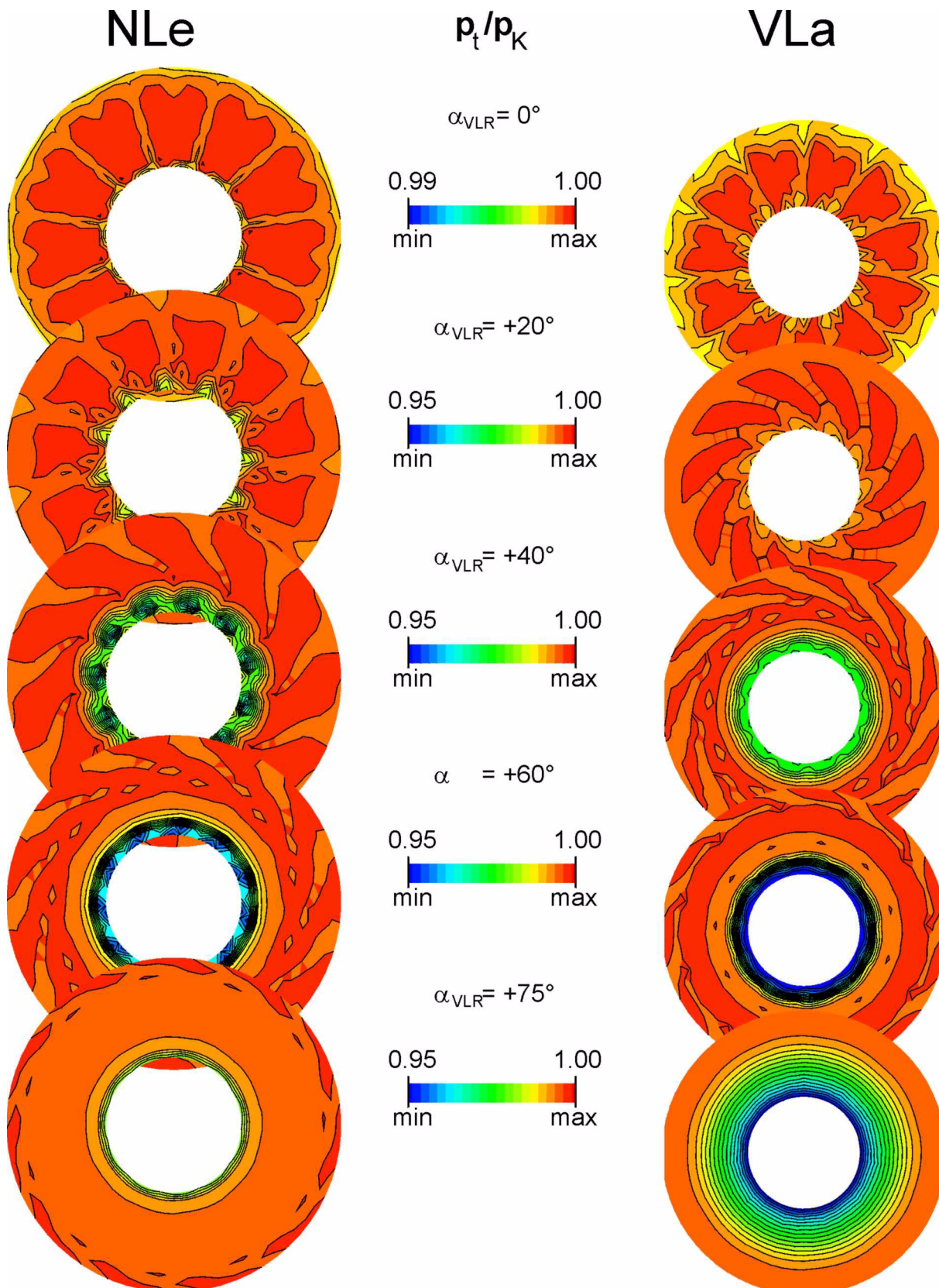
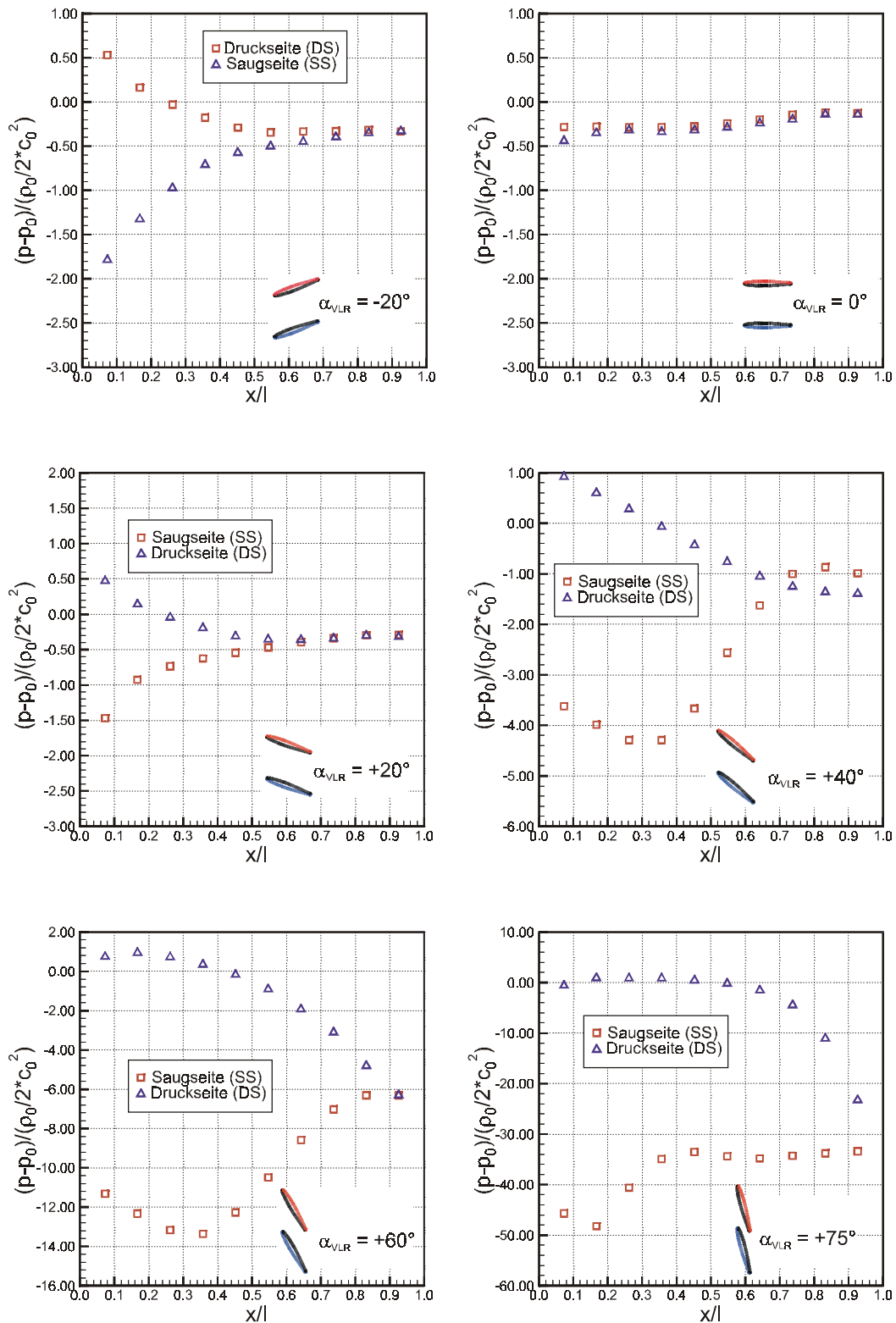
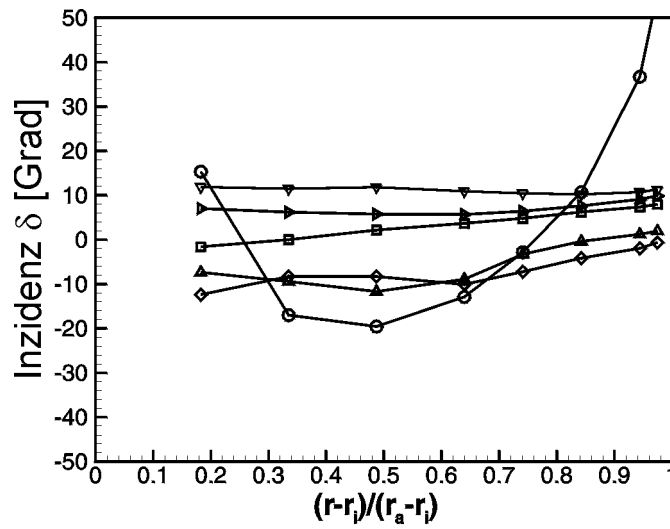


Bild B14: Totaldruckverteilung nach Leitrad (NLe) und vor Laufrad (VLa) für Vorleitgittervariante V3

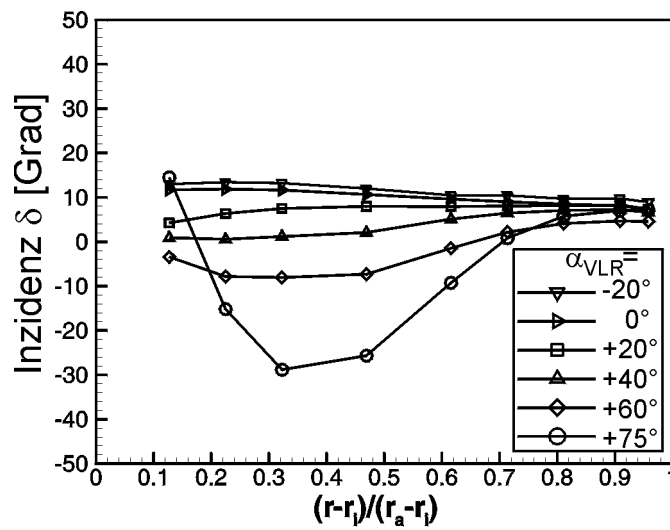


$p_0 = p_k - p/2 \cdot c_0^2$ : mittl. stat. Druck vor dem Vorleitgitter

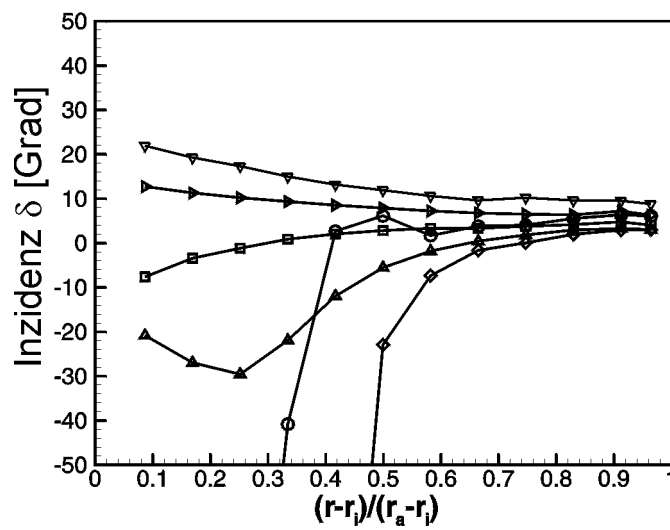
Bild B15: Statische Druckverteilungen auf Saug- und Druckseite der Vorleitschaufel der Gittervariante V1



V1



V2



V3

Bild B16: Inzidenzverteilungen am Laufradeintritt

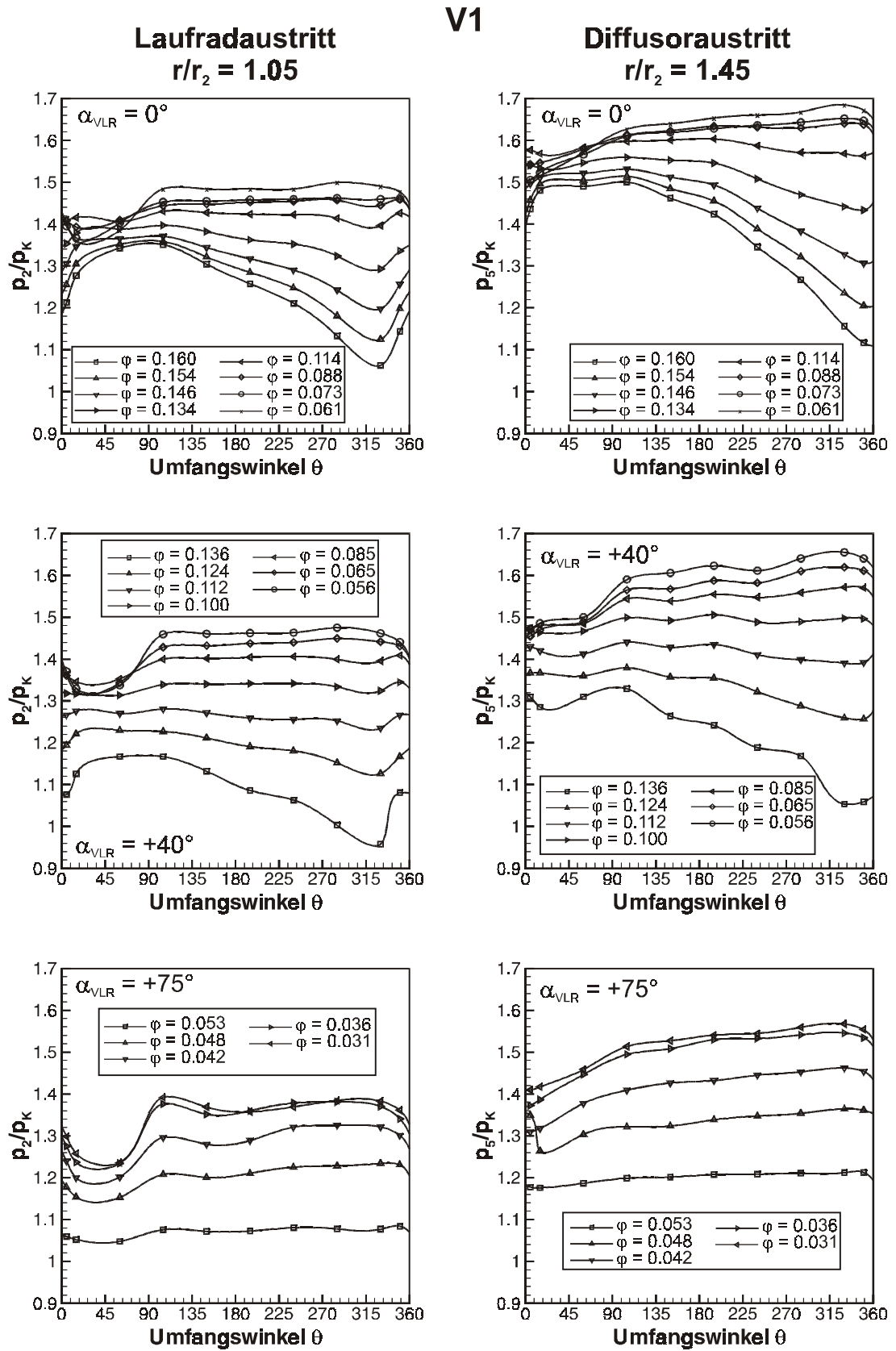
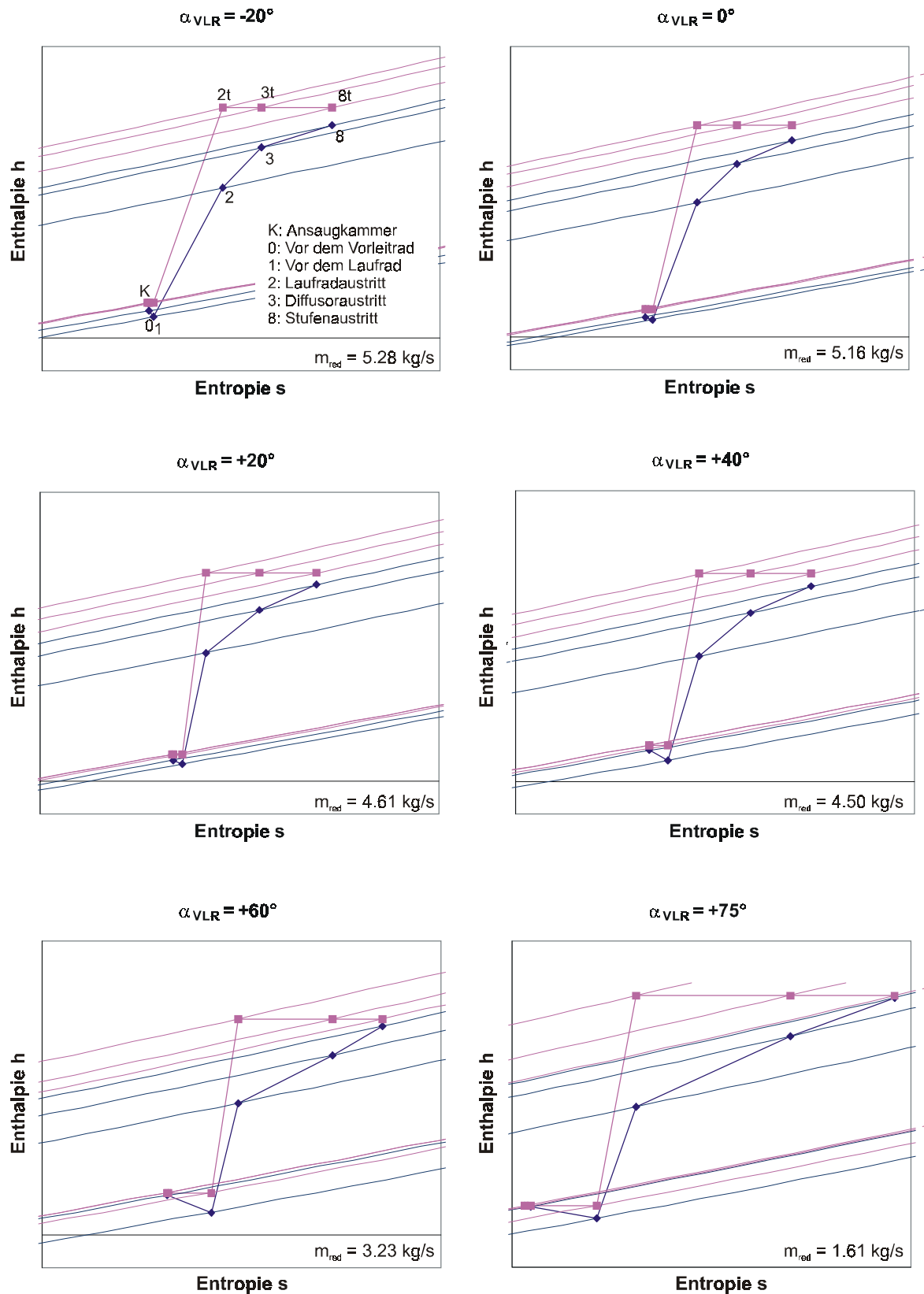


Bild B17: Periphere statische Druckverteilung im Diffusor bei  $r/r_2 = 1.05$  (Laufradaustritt) und  $r/r_2 = 1.45$  (Diffusoraustritt), Einlaufvariante V1


Bild B18:  $h,s$ -Diagramme für die untersuchten Betriebspunkte bei Variante V1



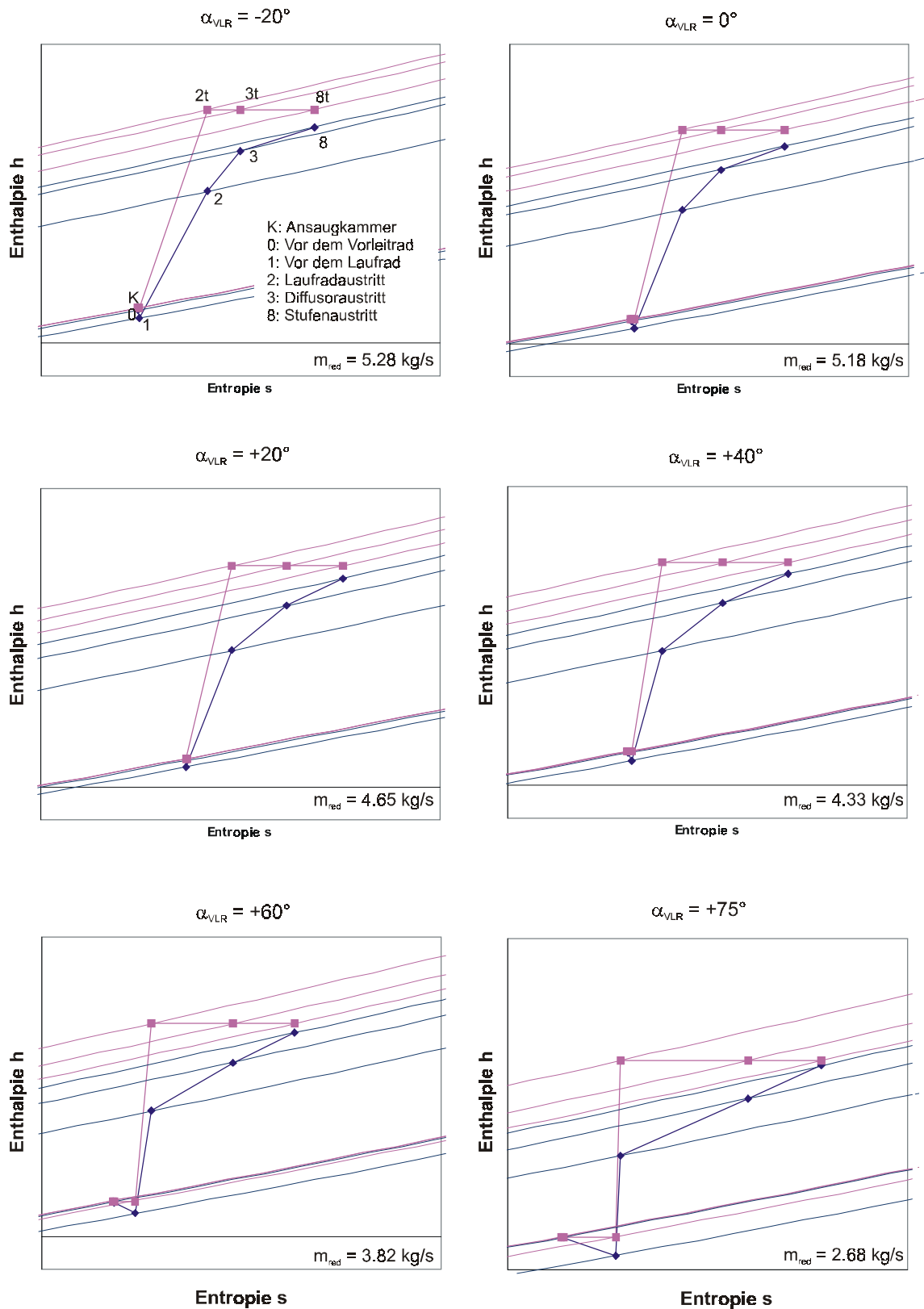


Bild B19:h,s-Diagramme für die untersuchten Betriebspunkte bei Variante V2

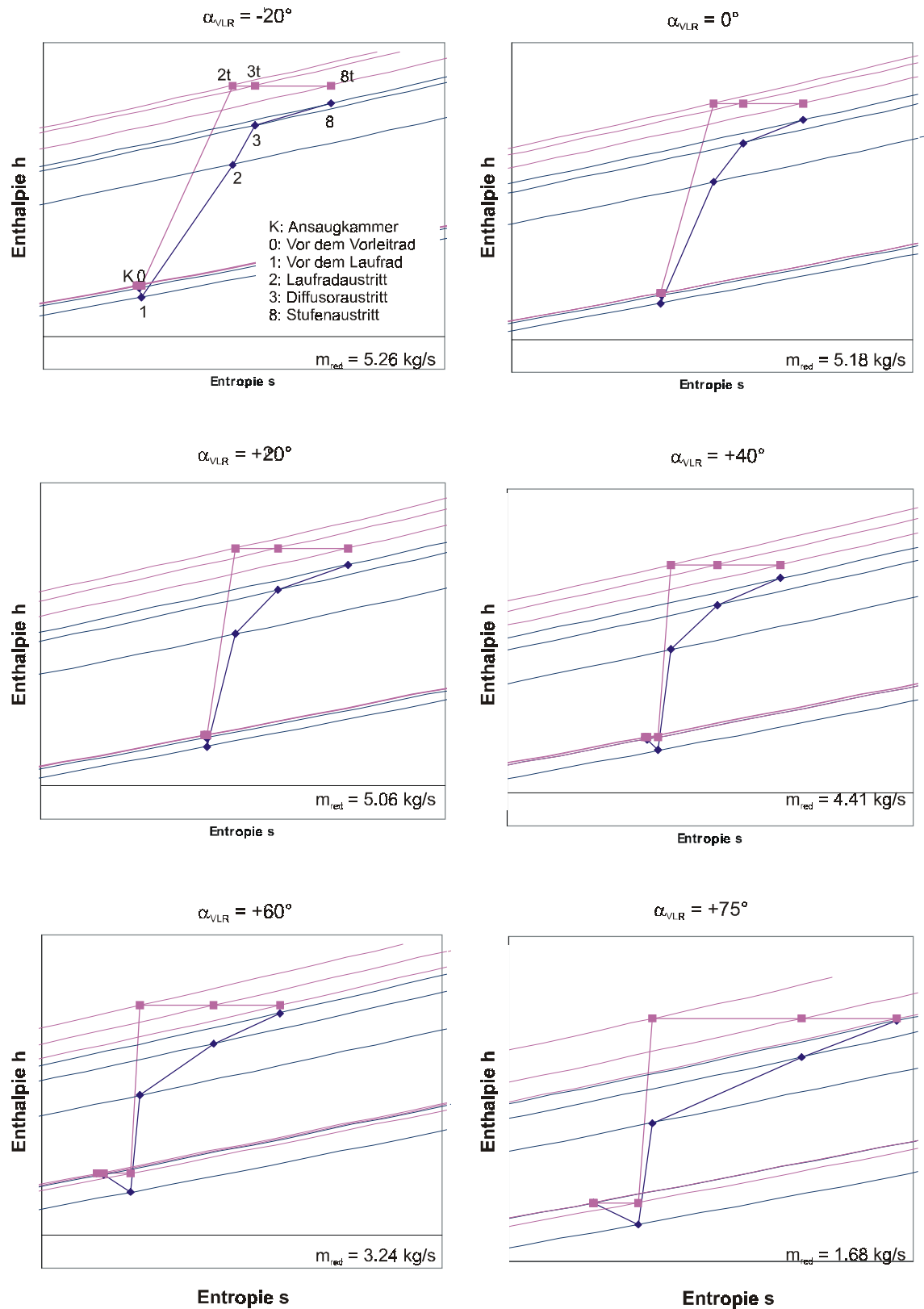


Bild B20:h,s-Diagramme für die untersuchten Betriebspunkte bei Variante V3

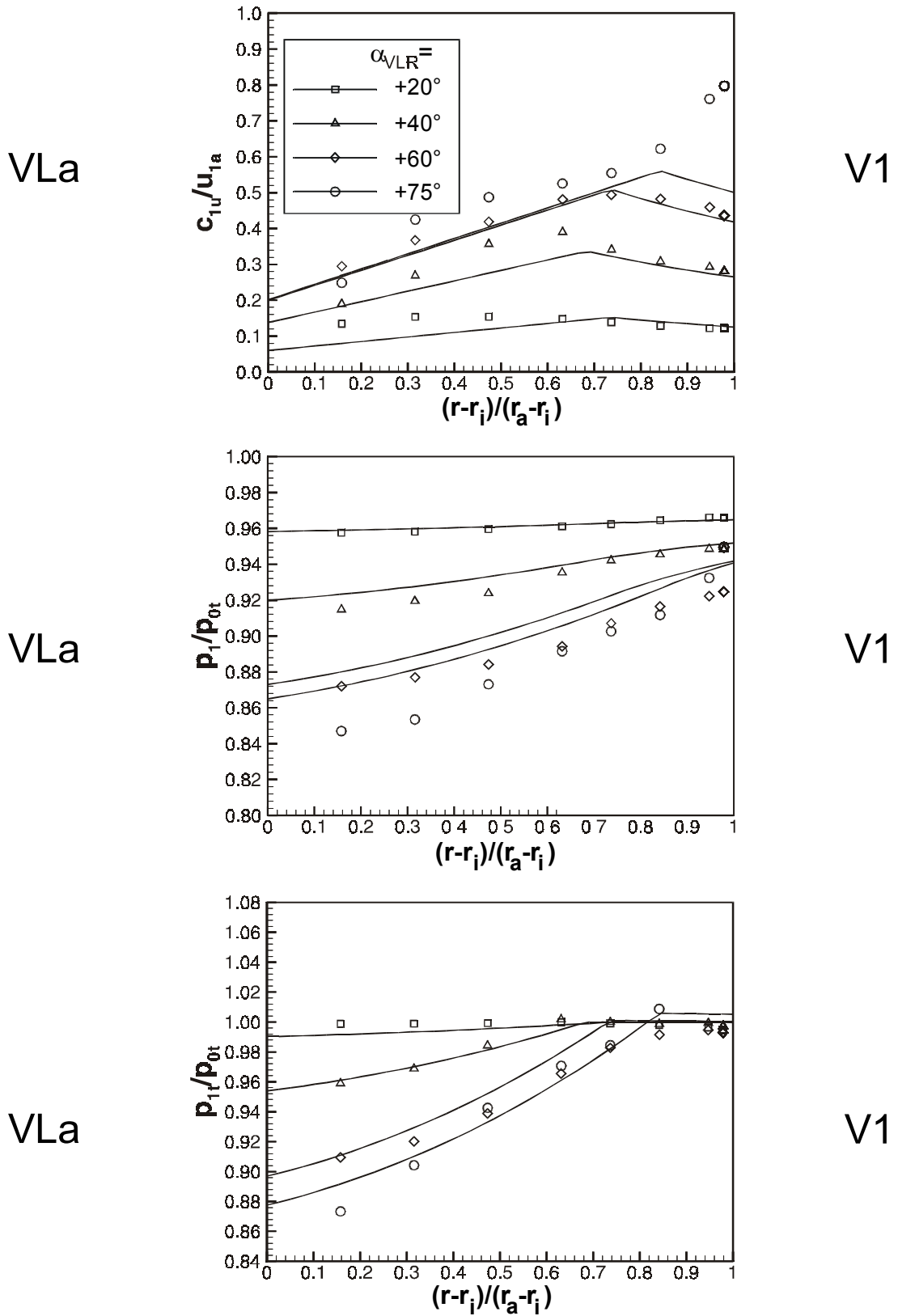


Bild B21: Vergleich der gemessenen (Symbole) und gerechneten (Linien)  
Strömungsverteilungen in Ebene VL a (Variante V1)

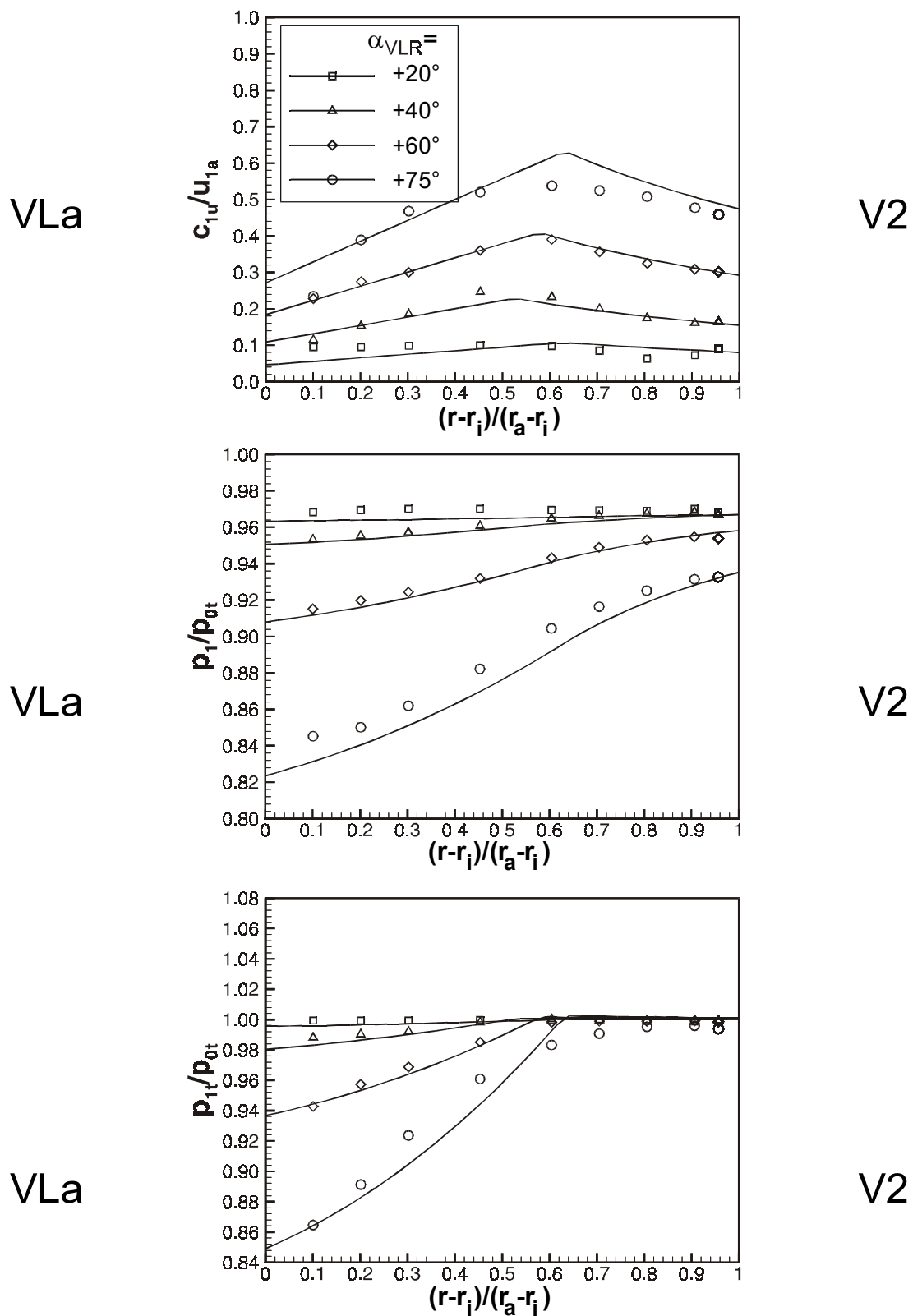


Bild B22: Vergleich der gemessenen und gerechneten Strömungsverteilungen in Ebene VLa (Variante V2)

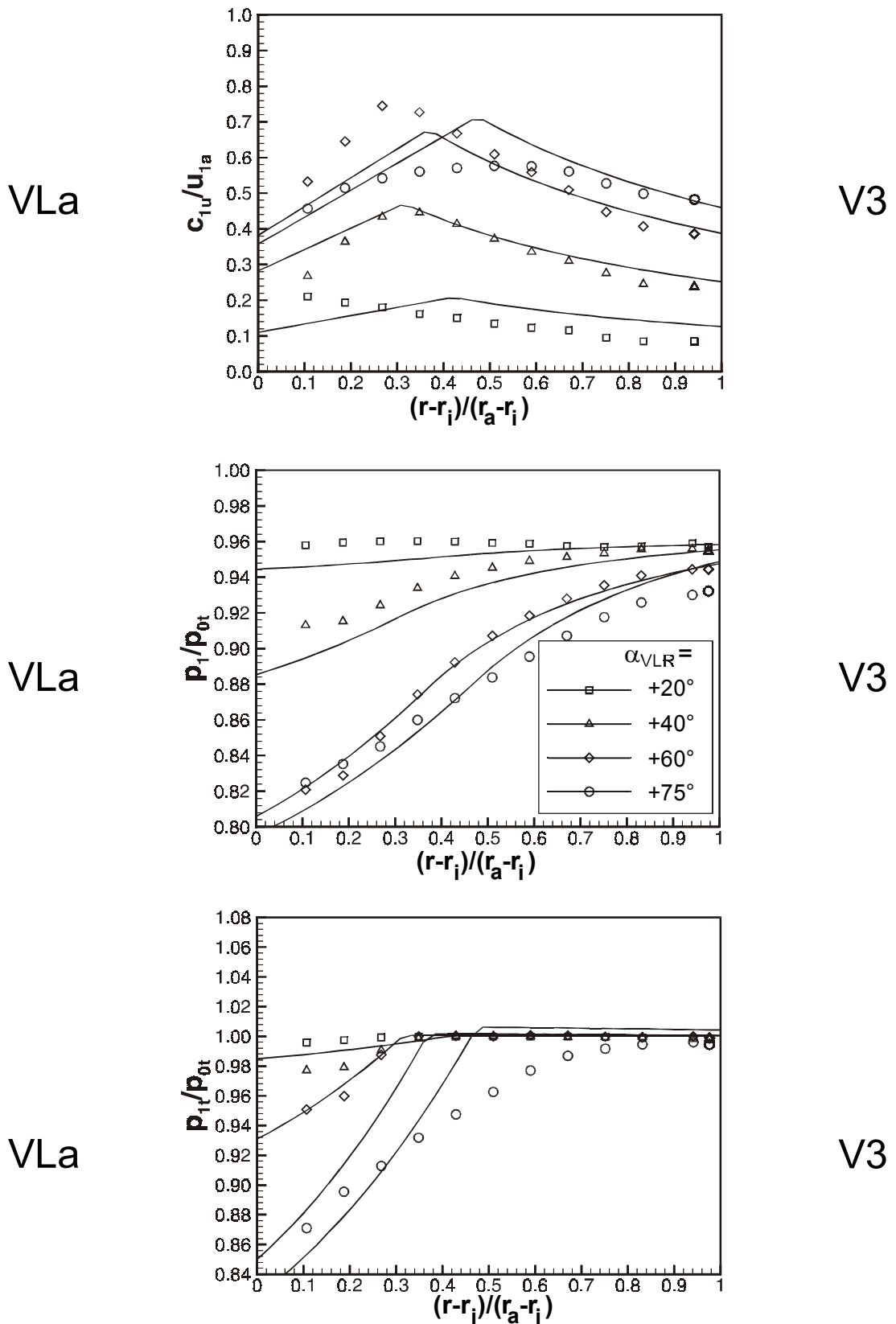


Bild B23: Vergleich der gemessenen und gerechneten Strömungsverteilungen in Ebene VLa (Variante V3)

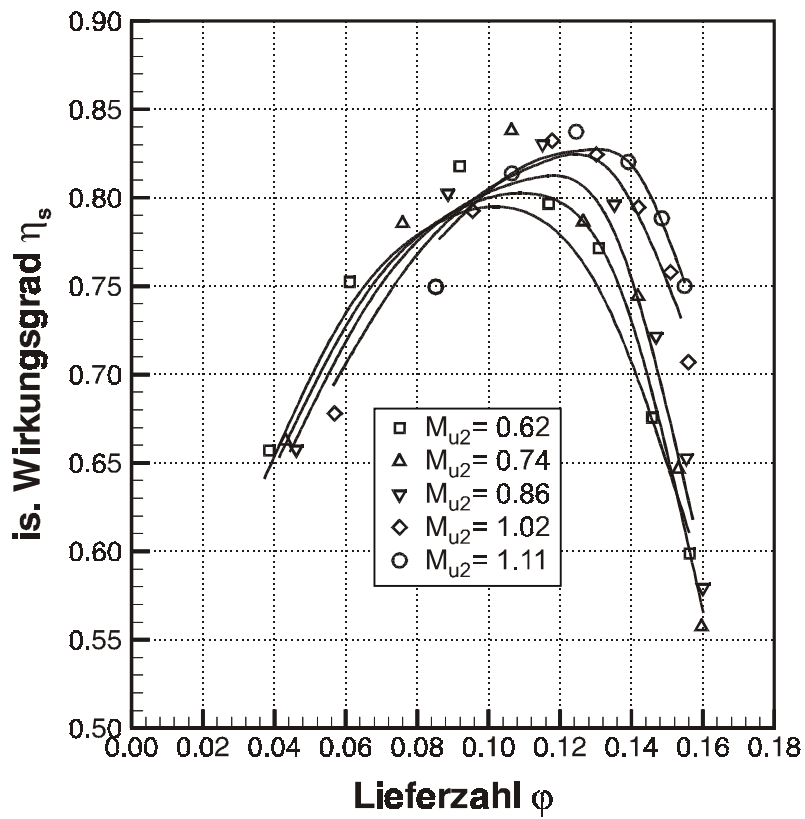
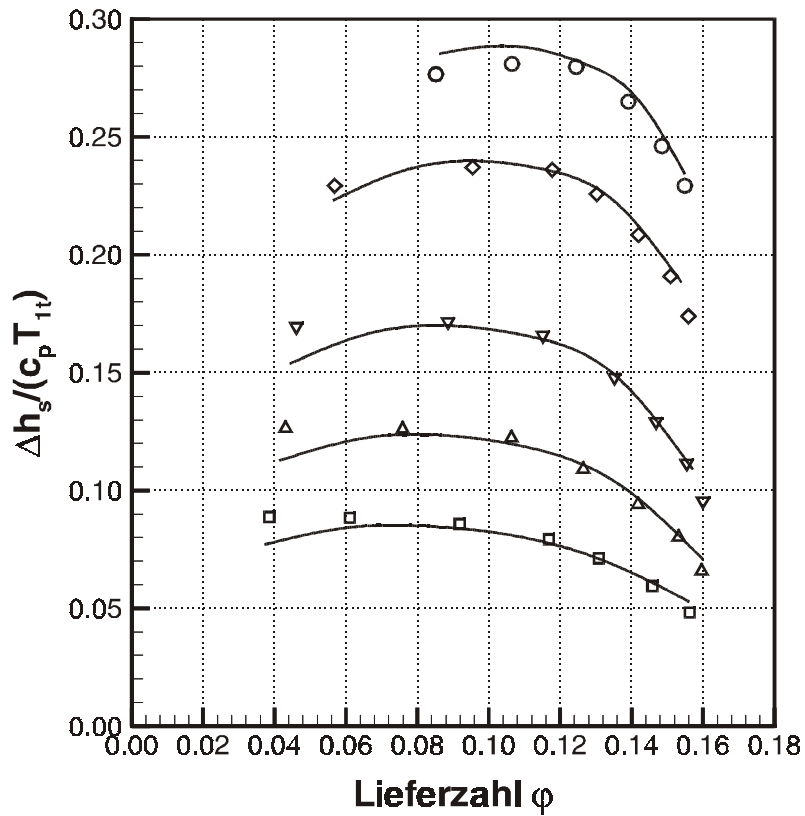


Bild B24: Drehzahlkennfeld der Verdichterstufe ohne Vorleitrad:  
Vergleich Messung - Rechnung

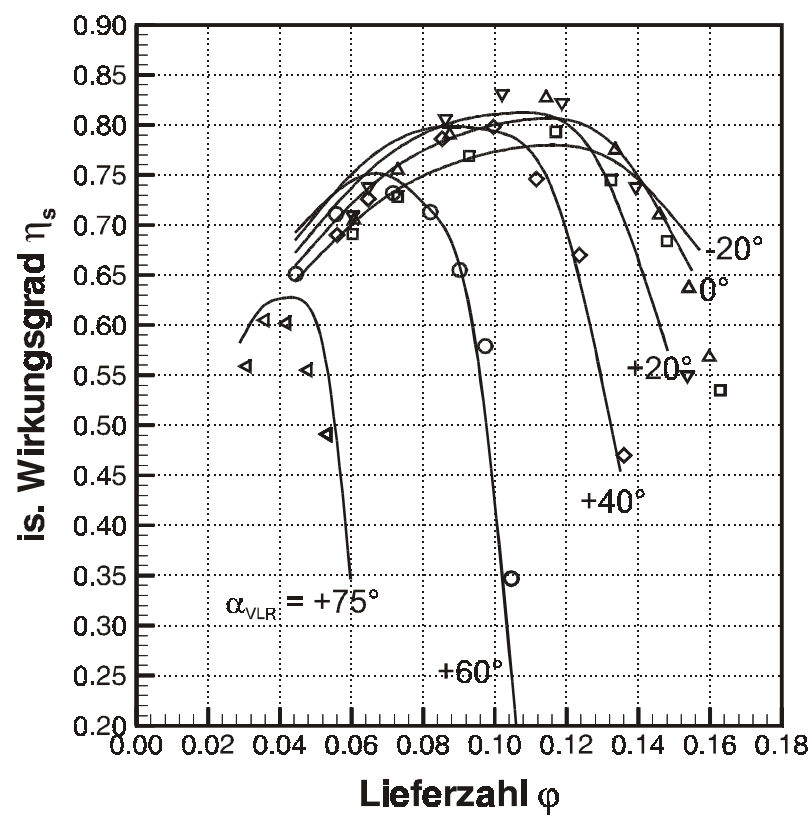
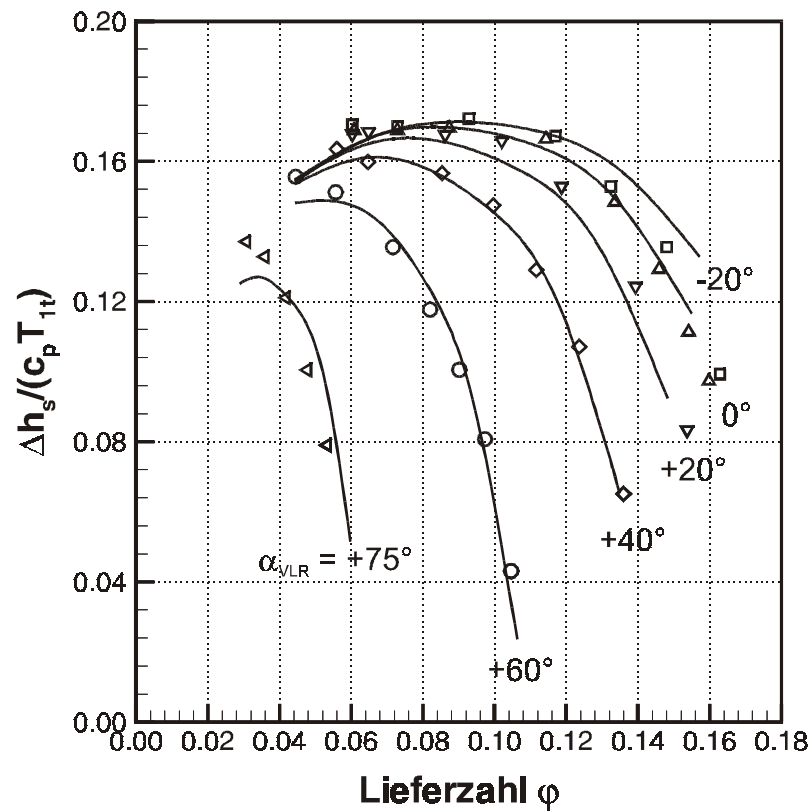


Bild B25: Drallkennfeld der Verdichterstufe mit Vorleitgitter V1:  
Vergleich Messung - Rechnung





## Lebenslauf

**Name:** Dirk Hagelstein  
**Geburtsdatum:** 29.07.1967  
**Geburtsort:** Brückenau  
**Familienstand:** verheiratet, 2 Kinder

**Schul Ausbildung:**  
1973 - 1977: Grundschule Ratekau, Kreis Ostholstein  
1977 - 1986: Ostseegymnasium Timmendorfer Strand  
Abschluß: Abitur

**Bundeswehr:**  
07.1986 - 09.1987: Grundwehrdienst (Instandsetzung)

**Praktika:**  
10.1987 - 12.1987: Schmalbach Lubeca AG, Lübeck  
02.1988 - 03.1988: Sigismund Benedict Metallguß, Lübeck  
05.1988: Maschinenbau Gabler GmbH, Lübeck  
07.1992 - 08.1992: Peiner Umformtechnik GmbH, Peine

**Studium:**  
10.1988 - 11.1994: Maschinenbaustudium an der Universität Hannover, Vertiefungsrichtung: Entwicklungs- und Konstruktionstechnik  
Abschluß: Dipl.-Ing. Maschinenbau

**Berufstätigkeit:**  
11.1989 - 06.1992: Wissenschaftliche Hilfskraft am Institut für Mechanik, Universität Hannover  
04.1994 - 11.1994: Wissenschaftliche Hilfskraft am Institut für Strömungsmaschinen, Universität Hannover  
seit 01.1995: Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Strömungsmaschinen, Universität Hannover